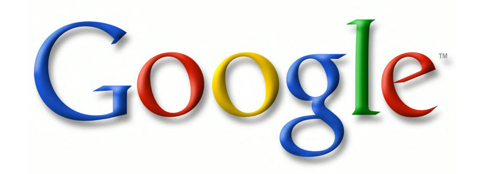





Digitized by Google


CORNELL UNIVERSITY LIBRARY
3 1924 056 112 109

Verhandlungen

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

im Jahre 1910

Zwölfter Jahrgang

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1910

Inhalt*).

*) An den durch die fett gedruckten Seitenzahlen bezeichneten Stellen finden sich ausführlichere Mitteilungen über den betreffenden Gegenstand.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

12. Jahrg. 15. Januar 1910. Nr. 1.

Festsitzung
zur Feier des 65jährigen Bestehens der Deutschen Physikalischen Gesellschaft am 5. Januar 1910.

Vorsitzender: Hr. H. Rubens.

Im großen Hörsaal des Berliner Physikalischen Instituts fanden folgende Demonstrationen statt:

Hr. **H. Rubens:** Demonstration des Purkinjeschen Phänomens.

Hr. **O. Martienssen:** Langsame oszillatorische Entladung eines Kondensators von 1000 Mikrofarad.

Hr. **H. v. Wartenberg:** Demonstration von Reaktionsgeschwindigkeiten.

Hr. **F. Kiebitz:** Versuche mit ungedämpften elektrischen Schwingungen.

Hr. **F. S. Archenhold:** Über ein neues Verfahren, ohne Leitfernrohr Daueraufnahmen von Himmelsobjekten zu machen.



Langsame oszillatorische Entladung eines Kondensators von 1000 Mikrofarad;

von O. Martienssen.

(Vorgetragen in der Festsitzung am 5. Januar 1910.)

(Vgl. oben S. 1.)

Der elektrische Kondensator war bis vor wenigen Jahren ein unnütz Ding, das in physikalischen Kabinetten ein verborgenes Dasein führte, in der Technik aber nirgends verwandt wurde. Demgemäß war der Bedarf nach Kondensatoren ein geringer und die Fabrikanten gaben sich nicht die Mühe, ihre Fabrikationseinrichtungen zu vervollkommnen und die Herstellung zu verbilligen.

Diese Verhältnisse wurden sofort andere, als vor einigen Jahren vornehmlich die Telephontechnik dazu überging, Kondensatoren zu verwenden. Dieselben dienen bekanntlich dazu, dem Sprechstrom und dem Rufstrom verschiedene Wege zu weisen, indem der Rufstrom als reiner Wechselstrom den Kondensator passiert, während Gleichstrom nicht durch den Kondensator fließen kann. Der große Bedarf dieser Technik führte zu einer gewaltigen Verbilligung in der Herstellung der Kondensatoren, so daß heute ein Kondensator von 1 Mikrofarad kaum noch 1 ℳ kostet, während er früher nur für 50 bis 100 ℳ zu erhalten war. Dieser billige Preis macht es nun möglich, sich bei manchen physikalischen Versuchen wesentlich größerer Kondensatoren zu bedienen als früher, und Erscheinungen bequem zu demonstrieren, die früher nur auf Umwegen erkannt werden konnten.

Ich möchte Ihnen heute als Beispiel die oszillatorische Entladung eines großen Kondensators durch eine große Selbstinduktion zeigen. Die Schwingungsdauer der Oszillation ist bekanntlich gegeben durch die Gleichung

$$T = 2\pi\sqrt{LC}.$$

Ich wähle als Kondensator einen solchen von 1000 Mikrofarad. Derselbe ist hier aufgestellt und besteht aus 500 parallelgeschalteten Kondensatoren von zwei Mikrofarad, wie sie in den Telephon-

zentralen zu vielen Tausenden verwandt werden. Als Selbstinduktion L benutze ich diese Drosselspule von etwa 1000 Henry und einen Widerstand von etwa 50 Ohm[1]). Es könnte auch jede Feldwickelung einer größeren Dynamomaschine oder dergleichen, wie sie in jedem Institut vorhanden ist, benutzt werden. Bei diesen Größenverhältnissen ist die Wurzel aus $L.C$ gerade $= 1$, und wir haben die Schwingungsdauer $T = 2\pi$, das sind etwa 6,3 Sekunden.

Im Entladungsstromkreis habe ich dieses Gleichstromamperemeter mit Nullpunkt in der Mitte eingeschaltet und wir können bei der langen Schwingungsdauer am Amperemeter direkt beobachten, wie der Strom zunimmt und abnimmt, die Richtung wechselt, wieder zunimmt usw.

Ich lade jetzt den Kondensator durch Anlegen an 110 Volt. Ich stelle auf Entladung, der Strom nimmt bis zu einem Maximum zu, geht auf Null zurück, steigt bis zu einem negativen Maximum an usw., bis die Dämpfung allmählich die Ausschläge verkleinert und das Amperemeter nach etwa 10 halben Schwingungen zur Ruhe kommt.

Sie sehen, daß die Schwingungsdauer allmählich kürzer wird; dies liegt daran, daß bei dem schwächeren Strome die Magnetisierung des Eisenkernes der Drosselspule gering ist und bekanntlich bei geringer Magnetisierung die Permeabilität des Eisens abnimmt, also auch die Selbstinduktion und die Schwingungsdauer.

Ich wiederhole den Versuch und lade den Kondensator. Ich entlade; die elektrische Energie strömt in die Drosselspule hinein und verwandelt sich hier in magnetische Energie. Dann strömt sie zurück in den Kondensator und ist jetzt wieder ganz als elektrische Energie im Kondensator angekommen. Das Spiel wiederholt sich, indessen wird bei jeder Energieumwandlung der Draht der Spule durch den Strom erwärmt und ein Teil der

[1]) Der Eisenkern der Drosselspule hat einen Querschnitt von etwa 100 qcm und besteht aus 0,5 mm starkem Dynamoblech. Die Wickelung besteht aus zwei parallel geschalteten Spulen mit je 6500 Windungen eines doppelt mit Baumwolle umsponnenen Kupferdrahtes von 1,5 mm Durchmesser. Der Eisenkern hat ein Gewicht von etwa 80 kg, die Wickelung von 1,0 kg. Nur bei genügend großem Kupfer- und Eisengewicht erhält man bei der gewünschten großen Selbstinduktion hinreichend kleinen Widerstand.

Energie geht als Wärme verloren. Die Energie schwingt zwischen dem elektrischen und magnetischen Zustande so lange hin und her, bis sie ganz in Wärme verwandelt ist und das Amperemeter zur Ruhe kommt.

Ich will jetzt 400 Ohm Widerstand vorschalten und den Versuch wiederholen. Sie sehen, wie der Widerstand die Dämpfung vergrößert. Schon bei der zweiten Schwingung erreicht der Zeiger den Anschlag des Instrumentes nicht mehr und nach der vierten Schwingung ist er bereits zur Ruhe gekommen.

Ich vergrößere jetzt den Vorschaltwiderstand auf 4000 Ohm; es ist dann R größer als $2\sqrt{\frac{L}{C}}$ und Oszillationen können bekanntlich nicht mehr auftreten, vielmehr findet nunmehr die Entladung kontinuierlich statt. Sie sehen, das Amperemeter steigt bis zum höchsten Ausschlag an und fällt dann ganz allmählich auf Null wieder ab.

Über Anomalien bei der Umkehrung der Natriumlinien;
von Walther Jacobi.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 17. Dezember 1909.)
(Vgl. diese Verh. 11, 723, 1909.)

Beschäftigt mit der Temperaturbestimmung der gefärbten Flammen aus der Umkehrung der Linien bei Anwendung des schwarzen Körpers, beobachtete ich Anomalien der Umkehrung der *D*-Linien in dem mittels Natriumcarbonats bzw. Natriumchlorids gefärbten BECKMANNschen Bunsenbrenner, welche nicht auf eine im Spektrometer sichtbare Selbstumkehr zurückzuführen sind. Je nach der Konstellation in der Beckmannflamme tritt die Umkehr in den verbreiterten Natriumspaltbildern an verschiedenen Stellen zuerst auf. So beobachtet man manchmal eine Umkehrung zuerst nur an den Rändern der beiden gelben Spaltbilder, so daß bei gewisser Helligkeit der umkehrenden weißen Lichtquelle (etwa einer regulierbaren Nernstlampe) vier feine schwarze Linien im kontinuierlichen Spektrum auftreten, manchmal kehrt die Mitte beider Spaltbilder zuerst um und manchmal ist die umgekehrte dunkle Partie längs jeden Spaltbildes an den verschiedenen Stellen verschieden, also das Phänomen unsymmetrisch. Diese Beobachtungen sollen an den mit verschiedenen Substanzen verschieden gefärbten Flammen durchgeführt und auf ihre Ursachen zurückgeführt werden.

Küvette geeignet gemacht worden. In den Trichter dieser Küvette werden die zu untersuchenden Flüssigkeiten einfach eingegossen und nach der Untersuchung auf der anderen Seite durch Öffnung des Quetschhahns abgelassen. Dabei hat man den für die mikroskopische Untersuchung zu schätzenden Vorteil, keine besonderen Präparate zwischen Objektträger und Deckglas herstellen zu müssen, da man in einer relativ geräumigen Küvette schnell und bequem verschiedene Flüssigkeiten hintereinander prüfen kann. Wenn also bei der ultramikroskopischen Untersuchung kolloidaler Lösungen die Bedingung der leichten Auswechselbarkeit gestellt wird, so wird man auch bei diesen keine bessere Methode finden können.

3. Die drei Methoden für koaxiale Dunkelfeldbeleuchtung.

Wenn auch die äußere Handlichkeit und andere Vorzüge diese Apparate empfehlen, so hat doch ihre Lichtstärke noch nicht das theoretische Maximum. Denn es werden zwar die zur Verfügung stehenden numerischen Aperturen ausgenutzt, nicht aber alle Azimute [1]). Um hier *weiter* zu kommen, hat man die Wahl zwischen drei Wegen, die sämtlich statt der orthogonalen Beleuchtung eine koaxiale Anordnung der zur Beleuchtung und zur Beobachtung dienenden optischen Systeme voraussetzen. Entweder ist die Apertur der beleuchtenden Strahlen kleiner als die der abbildenden. Das liefert bei weiterer Durchbildung die Methode der Dunkelfeldbeleuchtung vermittelst Zentralblende im Objektiv, auf deren Nachteile ich vor kurzem ausführlich hingewiesen habe [2]). Zweitens kann man die Strahlen der Beleuchtung von mittlerer Apertur wählen, während die bildformierenden Strahlen sowohl kleinere als zugleich auch größere Apertur haben, als der Bereich der Beleuchtung umfaßt. Das würde eine ringförmige Blende im Beobachtungsobjektiv voraussetzen. Diese Methode vermeidet die Nachteile der ersteren und gestattet gegenüber der dritten die Verwendung und vor allem auch Ausnutzung der Apertur von Immersionsobjektiven für die

[1]) H. SIEDENTOPF, ZS. f. wiss. Mikr. 25, 424, 1908.
[2]) Derselbe, ebenda 26, 391, 1909.

Abbildung. Eine speziellere Beschreibung dieser zweiten Methode, die bisher noch unbekannt ist, behalte ich mir vor für später. Ein dritter Weg, der uns hier weiter interessieren soll, besteht in der Umkehr des ersten.

Man wählt als Strahlen der Beleuchtung solche von möglichst hoher Apertur und zur Beobachtung Strahlen geringerer Apertur. Die günstigste Scheidung erhält man, wenn man alle Aperturen, die in Luft möglich sind, also im Aperturbereich von 0 bis 1 für die Abbildung reserviert und für die Beleuchtung Strahlen wählt, die in Luft nicht möglich sind, also von Aperturen über Eins. Dann erleiden die Strahlen der Beleuchtung Totalreflexion am Deckglas, wodurch von selbst bei Benutzung von Trockensystemen zur Beobachtung Dunkelfeldbeleuchtung entsteht. In der Apertur der Beleuchtung kann man einen oberen Wert nicht überschreiten, der in dem Brechungsexponenten der Präparate gegeben ist. In der Mehrzahl der Fälle handelt es sich z. B. um wässerige Lösungen, deren Brechungsexponent 1,33 alle Strahlen höherer Apertur in der Beleuchtung durch Totalreflexion abschneiden würde, so daß sie für die Beleuchtung des Präparates unwirksam werden.

4. Dunkelfeldbeleuchtung durch Zentralblende im Kondensor und der Kardioidkondensor.

Die dritte Methode ist den Mikroskopikern bekannt als Dunkelfeldbeleuchtung durch Zentralblende im Kondensor, indem man Kondensoren von hoher Apertur (bis 1,4) benutzt, die zentral bis auf die Apertur 1 abgeblendet sind[1]). Das läßt sich am einfachsten bei dem gewöhnlichen ABBEschen Immersionskondensor von 1,4 Apertur bewerkstelligen. Besonders geeignet sind ferner der Dunkelfeldkondensor nach STEPHENSON[2]), der Paraboloidkondensor nach WENHAM und dem Verfasser[3]) und der aplanatische Dunkelfeldkondensor nach W. v. IGNATOWSKY[4]). Diese drei Dunkelfeldkondensoren unterscheiden sich durch den Grad ihrer Strahlenvereinigung und damit durch ihre Lichtstärke. Der

[1]) H. SIEDENTOPF, ZS. f. wiss. Mikr. 24, 13, 1907.
[2]) Derselbe, ebenda 24, 382, 1907.
[3]) Derselbe, ebenda 24, 104, 1907.
[4]) W. v. IGNATOWSKY, ebenda 25, 64, 1908.

STEPHENSON - Kondensor, neuerdings als Spiegelkondensor von REICHERT bekannt, hat die größten Aberrationen und infolgedessen die geringste Lichtstärke [1]). Dafür besitzt er eine größere Unabhängigkeit gegenüber der Objektträgerdicke. Freilich macht sich außerhalb der Mitte des beleuchteten Sehfeldes infolge der Aberrationen des Kondensors leicht ein Azimutfehler in der Beleuchtung kenntlich. Die von WENHAM 1856 angegebenen Paraboloidkondensoren waren früher nicht sonderlich leistungsfähig, neuerdings werden sie aber infolge eines verbesserten Herstellungsverfahrens in sehr brauchbarer Form geliefert, so daß sie im Grade der Strahlenvereinigung dem STEPHENSON - Kondensor erheblich überlegen sind. Der aplanatische Dunkelfeldkondensor nach W. v. IGNATOWSKY sollte theoretisch die beste Strahlenvereinigung aufweisen. In praxi war dies infolge eines Konstruktionsfehlers, auf den ich früher bereits hingewiesen habe, nicht der Fall [2]). Seit 1908 werden aber nach meinen Angaben von ZEISS in Jena wesentlich verbesserte Formen eines solchen Kondensors mit größter Sorgfalt ausgeführt, die nicht bloß theoretisch, sondern auch *praktisch das Maximum des an Lichtstärke überhaupt Erreichbaren* darstellen. Die Lichtstärke des hiernach konstruierten und im folgenden beschriebenen „Kardioid - Ultramikroskops" ist etwa 20 mal größer, als die des früheren „Spalt-Ultramikroskops." Die optische Leistung beruht auf folgender Erkenntnis.

Es läßt sich nämlich der Aplanatismus dieses Kondensors aus einer merkwürdigen und *bisher unbekannten* [3]) Eigenschaft

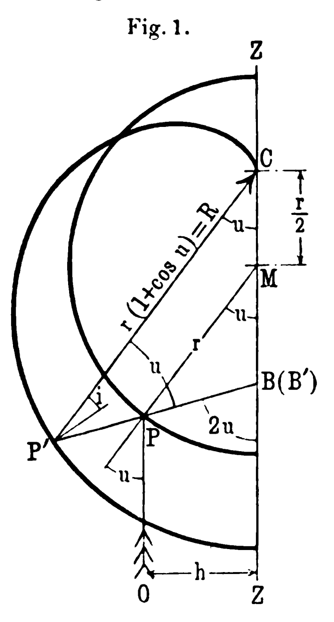
---

[1]) H. SIEDENTOPF, ZS. f. wiss. Mikr. 25, 273, 1908.

[2]) Derselbe, ebenda 25, 273, 1908. Später hat nach einer mündlichen Mitteilung, die ich Hrn. v. IGNATOWSKY verdanke, dieser seit Anfang 1909 jenen Konstruktionsfehler durch Anwendung einer Hilfskugelfläche vermieden, so daß seine Konstruktion eines aplanatischen Dunkelfeldkondensors nunmehr mit der meinigen (Fig. 2) nahezu identisch ist.

[3]) Vgl. z. B. R. C. ARCHIBALD, Dissertation, Straßburg 1900. Das nicht bloß für die Dunkelfeldbeleuchtung wichtige Zweispiegelsystem, bestehend aus Kugel und Kardioidfläche, gehört übrigens als Spezialfall zu einer Klasse von Flächen, für welche SCHWARZSCHILD die Gleichungen, aber ohne diesen Spezialfall zu bemerken, aufgestellt hat. Aus dessen Formel konnte ich leicht zeigen, daß dieses der einzige Fall ist unter allen Flächenpaaren, wo eine der beiden aplanatischen Flächen eine Kugel und keine nichtsphärische Fläche ist. K. SCHWARZSCHILD, Abh. d. Kgl. Ges. d. Wiss. Göttingen, Math.-phys. Klasse (N. F.), Nr. 2, S. 23, 1905.

der Kardioide, auf welche ich schon vor $1^1/_2$ Jahren aufmerksam wurde, verständlich machen. Die Kardioide ist als Rollkurve des Kreises in der Mathematik bekannt und führt ihren Namen wegen der Herzform. Auch in der geometrischen Optik spielt sie bereits eine freilich unvorteilhafte Rolle, nämlich als Kaustik des Kreiszylinders. Die ideale Eigenschaft einer aplanatischen Strahlenvereinigung durch Spiegelung an ihrer konkaven Seite besitzt die Kardioide nun nicht allein, das ist durch einmalige Spiegelung, von Trivialfällen abgesehen, überhaupt unmöglich, sondern nur in Verbindung mit einer zweiten Spiegelung an einem geeignet gelegenen Kreise.



Es läßt sich nach Fig. 1 leicht zeigen, daß parallel der Achse ZZ auf den um M mit dem Radius r beschriebenen Kreise mit dem Einfallswinkel u auffallende Strahlen OP durch Reflexion an ihm dieselbe Aberration erfahren oder, was dasselbe ist, rückwärts verlängert denselben auf der Achse liegenden Punkt B unter gleichem Winkel $2u$ treffen wie Strahlen CP', die von der Spitze C der Kardioide unter einem Winkel u gegen die Achse ausgehen und an ihrer konkaven Seite bei P' reflektiert werden. *Die Aneinanderfügung beider Spiegelungen gibt daher eine aberrationsfreie Strahlenvereinigung.* Der Beweis beruht darauf, daß der Winkel i, den ein unter dem Winkel u von der Spitze der Kardioide ausgehender Strahl im Punkte P' mit der Normale der Kardioide macht, stets gleich $u/2$ ist, eine Eigenschaft der Kardioide, die sich aus ihrer Polargleichung leicht ableiten läßt.

Es ist nämlich:

$$tg\,i = -dR/R\,du = \sin u/1 + \cos u = tg\,u/2, \text{ also } i = u/2.$$

Nehmen wir an, daß der Strahl CP' nach der Reflexion in P' in einem Punkte B' die Achse treffe. Dann ist aus dem gleich-

schenkligen Dreieck $B' P' C$ leicht abzulesen $B' C . \cos u = R/2$. Nun ist der Radiusvektor R der Kardioide gleich $r . (1 + \cos u)$, ferner soll der Kreis um M so gelegen sein, daß der Abstand seines Mittelpunktes M von C gleich $r/2$ ist. Dann ist $B'C' = B'M + r/2$ und $B'M = r/2 \cos u$. Das gleichschenklige Dreieck BPM mit B als Spitze liefert nun ebenfalls $BM = r/2 \cos u$. Daraus folgt $BM = B'M$ und $B = B'$. Nachdem nun der Strahl $P'B'$ wie auch der Strahl PB den Winkel $2u$ mit der Achse bildet, so folgt, daß beide Strahlen der Lage und Richtung nach zusammenfallen; denn zwei gerade Linien in der Ebene sind identisch, wenn sie einen Punkt, nämlich B gemeinsam haben und gegen eine feste Gerade, nämlich ZZ, dieselbe Neigung $(2u)$ haben.

Hieraus ergibt sich also als geometrisch-optisch und, wie wir noch sehen werden, auch für die Ultramikroskopie wichtiges Resultat, daß ein an dem Kreise unter dem beliebigen Einfallswinkel u achsenparallel einfallender Strahl durch Reflexion so abgelenkt wird, daß er die Kardioide unter dem Einfallswinkel $u/2$ trifft, um nach einer zweiten Ablenkung durch Reflexion an der Kardioide die Achse in der Spitze der Kardioide zu schneiden.

Da der Winkel u ganz beliebig angenommen war, werden alle achsenparallel einfallenden Strahlen nach zweimaliger Reflexion am Kreise und der Kardioide in der Spitze der letzteren aberrationsfrei vereinigt.

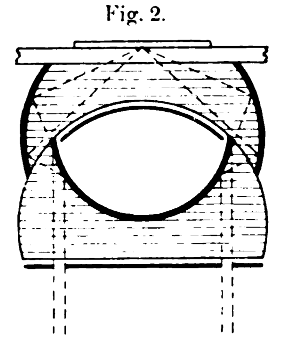
Hierbei ist ferner für alle Zonen h die Brennweite $f = h/\sin u$ konstant, da (vgl. Fig. 1) $h/\sin u = r$, also gleich dem Kreisradius wird. Die Strahlenvereinigung ist also für endlich geöffnete Büschel nicht bloß im gewöhnlichen Sinne, wie z. B. bei der Parabel, aberrationsfrei, sondern von höherer Ordnung, nämlich aplanatisch, im Sinne von ABBE.

Die soeben nachgewiesene Brennpunktseigenschaft der Kardioide ist also vergleichbar mit der bekannten Sammelwirkung des Paraboloids. Während das letztere aber von Zone zu Zone verschiedene Brennweiten hat, die einfach durch den Radiusvektor bis zum Brennpunkt gemessen werden, ist die Brennweite aller Zonen des Kardioidspiegels konstant. Diese zweite Bedingung muß aber auch erfüllt werden und ist bekanntlich für alle Mikroskopobjektive von fundamentaler Bedeutung, wenn wir nicht bloß

einen einzigen Punkt abbilden wollen, sondern eine wenn auch noch so wenig ausgedehnte Fläche einer reellen Lichtquelle, z. B. im Falle des Kondensors.

Für die Zwecke, denen die Dunkelfeldkondensoren dienen sollen, ist es nun nicht nötig, durch strenge Ausführung eines Kardioids von dieser idealen Strahlenvereinigung, die noch die der besten Apochromate übertreffen würde, Gebrauch zu machen. Es genügt vielmehr, die relativ schmale Zone der Kardioide, die für die Sammelwirkung bei Dunkelfeldbeleuchtung in Betracht kommt, durch eine Kugelfläche zu ersetzen. Es ist dann leicht, durch *nachträgliche Änderung der Zentraldistanz* der beiden Kugelflächen, je zwei Strahlen von vorgeschriebener Apertur im Bildpunkt streng zu vereinigen. Der verbleibende Zonenbetrag der sphärischen Aberration und ein schwacher Gang in der Sinusbedingung bleiben für unsere Zwecke ohne Bedeutung.

Fig. 2.



Nun ist es aus geometrischen Gründen nicht möglich, den Kardioidkondensor aus einem Stück herzustellen, wohl aber mit einer Hilfs*kugel*fläche, wodurch zugleich der oben erwähnte Konstruktionsfehler in dem sonst gleichen Kondensor nach IGNATOWSKY vermieden und wirklich eine aplanatische Strahlenvereinigung erreicht wird. Fig. 2 stellt schematisch Form und Strahlengang des von ZEISS ausgeführten aplanatischen oder Kardioidkondensors für Dunkelfeldbeleuchtung dar. Parallel zur Achse verlaufende Strahlen treten durch eine ringförmige Öffnung in der Zentralblende des Kondensors in passendem Abstande von der Achse und hierauf durch eine achsensenkrechte Planfläche in den durch horizontale Schraffierung markierten eigentlichen Glaskörper. Sie werden zerstreut durch Spiegelung an der konvexen Seite der ersten Kugelfläche und hiernach wieder gesammelt durch Spiegelung an der konkaven Seite der zweiten Kugelfläche. Vorher haben sie noch ohne weitere Veränderung die kugelförmige Kittschicht durchsetzt, welche die beiden Körper verbindet. Der Schnittpunkt der Strahlen würde, wenn die zweite Fläche eine

strenge Kardioide wäre, deren Spitze entsprechen. Der Name des Kondensors soll nicht etwa sagen, daß eine strenge Kardioidfläche bei ihm ausgeführt ist, sondern er soll einerseits an die aplanatische Eigenschaft der Kardioide erinnern, von der er abgeleitet ist, und soll ferner auch das Fabrikat der Firma ZEISS bezeichnen, in der Hoffnung, daß andere Werkstätten ihn respektieren.

Bei der Benutzung des aplanatischen Kardioidkondensors muß man einige Unbequemlichkeiten in der Handhabung in den Kauf nehmen, die beim Paraboloidkondensor von ZEISS nicht in dem Maße vorkommen. Erstens müssen Mikroskopobjektiv und Kondensor viel genauer gegeneinander zentriert sein, und ferner kann die größere Lichtstärke nur ausgenutzt werden, wenn Objektträger von ganz genau vorgeschriebener Dicke benutzt werden, oder, was dasselbe ist, der Kondensor muß sehr genau gegen die meist nur 1 bis 2 μ dünne Präparatfläche fokussiert sein. Man wird daher wegen seiner einfacheren Handhabung in den meisten Fällen etwa den Paraboloidkondensor vorziehen, also stets, wenn man nur mit Gas- oder elektrischem Glühlicht arbeitet. Erst wenn man Bogen- oder Sonnenlicht anwendet und die alleräußerste Lichtstärke, wie bei feinen Kolloiden, notwendig ist, wird der Kardioidkondensor seine Leistungsfähigkeit entfalten. Doch steht ihm auch hier der Paraboloidkondensor in vielen Fällen nicht nach.

5. Form und Reinigung der neuen Objektkammer.

Wie können wir nun bei Benutzung des Paraboloid- oder des Kardioidkondensors die oben unter 1. aufgestellte Bedingung d) erfüllen? An Abbildung eines Spaltes ist nicht mehr zu denken, weil die Ausdehnung des Kondensors und die dünne Präparatschicht einer solchen im Wege stehen. Einen Dünnschnitt auf *optischem* Wege können wir also nicht erzeugen, sondern nur auf *mechanischem*, dergestalt, daß wir die übliche Beobachtungsmethode der Mikroskopiker benutzen, die ihre Objekte zwischen Objektträger und Deckglas legen.

Nun zeigt sich aber bei Dunkelfeldbeleuchtung, daß zwei schwere Nachteile eintreten. Erstens fallen aus kolloiden Lö-

sungen die Teilchen äußerst leicht aus, wenn sie in große Nähe fester Wände kommen und werden von letzteren adsorbiert, und zweitens zeigen diese festen Flächen schon ohne jedes Präparat meist so viele weißliche oder farbige Pünktchen und Streifen, daß wir die zu untersuchenden Ultramikronen nicht mehr unterscheiden können von jenen. Ein eingehendes Studium dieser Verhältnisse hat mir aber den Weg gewiesen, dieser beiden Schwierigkeiten Herr zu werden. *Zunächst fand ich, daß die Adsorption um so schwächer eintritt, je reiner die Oberfläche von Objektträger und Deckglas von vornherein war.* Das erweckte die Hoffnung, daß es doch noch möglich sein müßte, die Adsorption an den festen Flächen der Objektkammer genügend hintenan zu halten, wenn es gelänge, die Flächen eben von vornherein absolut sauber zu machen. Diese Hoffnung ging nun auch in Erfüllung.

Zunächst überzeugte ich mich, daß die meisten Fehlstellen in die Objektträger und Deckgläser durch das Putzen derselben hineinkommen. Um dies bequem zu studieren, legt man einfach die zu untersuchende Fläche auf den Dunkelfeldkondensor und entwirft den Fokus der Beleuchtung in der Oberfläche des zu untersuchenden Stückes. Man kann die Fläche leicht auch mit höherer Vergrößerung direkt beobachten, also ohne Deckglas, wenn man Objektive benutzt, die für die Beobachtung ohne Deckglas besonders korrigiert sind; solche Objektive werden z. B. bei mikroskopischen Metalluntersuchungen oft verwendet.

Hierbei zeigt sich, daß Putzlappen, Pinsel, Hollundermark, Alkohol, die üblichen Reinigungsmittel der Optiker, für eine Reinigung, die ultramikroskopischen Ansprüchen genügen soll, vollkommen versagen, auch wenn man Tücher und Pinsel durch vielmaliges Reinigen und Auskochen mit destilliertem Wasser noch so sehr zu reinigen versucht hat. Von der putzenden Substanz selbst trennen sich kleinste Teilchen, die auf der durch das Reiben elektrisch gewordenen Oberfläche einfach festhaften. Freilich kann man einen Teil derselben noch nachträglich wieder entfernen, indem man eine Kollodiumhaut auf die Fläche aufträgt, eintrocknen läßt und dann abhebt. Dabei bleibt die Mehrzahl der kleinsten Teilchen an der Kollodiumhaut kleben. Es ist aber klar, daß es am vorteilhaftesten sein muß, wenn man das

Über einen neuen Fortschritt in der Ultramikroskopie;

von H. Siedentopf.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 7. Januar 1910.)

(Vgl. weiter unten.)

Mit einer farbigen Tafel.

1. Die optischen Bedingungen für die Sichtbarmachung ultramikroskopischer Teilchen.

Die optischen Bedingungen, die zur Sichtbarmachung ultramikroskopischer Teilchen erfüllt sein müssen, kann man etwa folgendermaßen ausdrücken:

a) Da die Intensität des an sehr kleinen Ultramikronen abgebeugten Lichtes mit dem Quadrat des Volumens der Teilchen, also bei kugelförmigen Teilchen z. B. mit der sechsten Potenz von ihrem Radius abnimmt, können als Lichtquellen, die zur Beleuchtung dienen, nur die spezifisch hellsten, wie Bogenlicht und Sonnenlicht, in Frage kommen. Es kommt dabei nicht auf die Größe der Lichtquellen an; infolgedessen genügt es z. B., Bogenlampen mit Stromstärken von geringer oder mittlerer Amperezahl zu benutzen.

b) Die Anordnung der Beleuchtung muß so getroffen sein, daß der Kontrast der Teilchen gegen ihren Hintergrund maximal ausgenutzt wird. Das ist bei der sogenannten Dunkelfeldbeleuchtung der Fall, bei welcher die das Bild formierenden Strahlen eine andere numerische Apertur haben, als die Strahlen, welche zur Beleuchtung dienen.

c) Das Beleuchtungssystem für Dunkelfeldbeleuchtung muß eine sehr gute Korrektion besitzen und ein präzises Bild der Lichtquelle im Sehfelde des zur Beobachtung dienenden Mikroskopes entwerfen. Dieses Bild muß so klein wie möglich gemacht werden, damit nicht Inhomogenitäten im Präparat, die nahe dem Sehfelde liegen können, Blendungserscheinungen hervorrufen.

d) Extrafokal oder intrafokal liegende trübe oder stark fluoreszierende Schichten dürfen nicht mit beleuchtet werden, weil man sonst durch diese vollkommen unscharf strahlenden Schichten

nicht mehr die kleinen Teilchen der zu beobachtenden Schicht erkennen kann.

e) Die Konzentration der Teilchen ist möglichst so zu wählen, daß der Abstand der Teilchen durch das zur Beobachtung dienende Objektiv noch aufgelöst werden kann.

2. Anwendungsbereich des ersten ultramikroskopischen Apparates mit Orthogonalbeleuchtung.

Diese Bedingungen suchte ich bei der Konstruktion der ersten Einrichtung zu erfüllen, die ich gemeinsam mit R. Zsigmondy zur Untersuchung von Goldrubingläsern benutzte [1]). Dieser Apparat war damals und ist es auch jetzt noch, besonders geeignet für die ultramikroskopische Untersuchung *fester Kolloide*, wie gefärbter Gläser und Kristalle [2]). Auch gewisse Gele lassen sich damit recht gut untersuchen. So konnte ich nach dieser Methode leicht nachweisen, daß in mit kolloidaler Goldlösung schwach rötlich gefärbter Gelatine sich die grünes Licht abbeugenden Goldteilchen genau so verhalten wie in den Goldgläsern, und weiter, daß bei gespannten Goldgelatinehäuten der zu beobachtende Dichroismus in der gleichen Weise an die einzeln sichtbar zu machenden ultramikroskopischen Goldteilchen geknüpft ist, wie ich dies bereits a. a. O. für gedrücktes farbiges Steinsalz nachgewiesen habe [3]).

Die Leistungsfähigkeit der Methode hat ihren Grund darin, daß durch Abbildung eines Spaltes im Präparat in dicken Objekten von selbst ein beleuchteter optischer Dünnschnitt [4]) entsteht, also die Herstellung von Dünnschliffen, wie sie andere Methoden erfordern würden, vermieden wird. Das ist aber von entscheidender Wichtigkeit, da so geringe Schichtdicken von 1 bis 2 μ, wie sie kontrastreiche Dunkelfeldbeleuchtungen erfordern, bei Dünnschliffen eben nicht mehr mit der gleichfalls nötigen kritzchenfreien, auspolierten Oberfläche hergestellt werden können.

Der Apparat ist aber auch zur ultramikroskopischen Untersuchung *kolloider* Lösungen durch Anordnung einer besonderen

[1]) H. Siedentopf und R. Zsigmondy, Ann. d. Phys. (4) 10, 1, 1903.
[2]) H. Siedentopf, Phys. ZS. 6, 855, 1905.
[3]) Derselbe, ebenda 8, 850, 1907.
[4]) Derselbe, Berl. Klin. Wochenschr. Nr. 32, 1903.

Küvette geeignet gemacht worden. In den Trichter dieser Küvette werden die zu untersuchenden Flüssigkeiten einfach eingegossen und nach der Untersuchung auf der anderen Seite durch Öffnung des Quetschhahns abgelassen. Dabei hat man den für die mikroskopische Untersuchung zu schätzenden Vorteil, keine besonderen Präparate zwischen Objektträger und Deckglas herstellen zu müssen, da man in einer relativ geräumigen Küvette schnell und bequem verschiedene Flüssigkeiten hintereinander prüfen kann. Wenn also bei der ultramikroskopischen Untersuchung kolloidaler Lösungen die Bedingung der leichten Auswechselbarkeit gestellt wird, so wird man auch bei diesen keine bessere Methode finden können.

3. Die drei Methoden für koaxiale Dunkelfeldbeleuchtung.

Wenn auch die äußere Handlichkeit und andere Vorzüge diese Apparate empfehlen, so hat doch ihre Lichtstärke noch nicht das theoretische Maximum. Denn es werden zwar die zur Verfügung stehenden numerischen Aperturen ausgenutzt, nicht aber alle Azimute [1]). Um hier *weiter* zu kommen, hat man die Wahl zwischen drei Wegen, die sämtlich statt der orthogonalen Beleuchtung eine koaxiale Anordnung der zur Beleuchtung und zur Beobachtung dienenden optischen Systeme voraussetzen. Entweder ist die Apertur der beleuchtenden Strahlen kleiner als die der abbildenden. Das liefert bei weiterer Durchbildung die Methode der Dunkelfeldbeleuchtung vermittelst Zentralblende im Objektiv, auf deren Nachteile ich vor kurzem ausführlich hingewiesen habe [2]). Zweitens kann man die Strahlen der Beleuchtung von mittlerer Apertur wählen, während die bildformierenden Strahlen sowohl kleinere als zugleich auch größere Apertur haben, als der Bereich der Beleuchtung umfaßt. Das würde eine ringförmige Blende im Beobachtungsobjektiv voraussetzen. Diese Methode vermeidet die Nachteile der ersteren und gestattet gegenüber der dritten die Verwendung und vor allem auch Ausnutzung der Apertur von Immersionsobjektiven für die

[1]) H. SIEDENTOPF, ZS. f. wiss. Mikr. 25, 424, 1908.
[2]) Derselbe, ebenda 26, 391, 1909.

Abbildung. Eine speziellere Beschreibung dieser zweiten Methode, die bisher noch unbekannt ist, behalte ich mir vor für später. Ein dritter Weg, der uns hier weiter interessieren soll, besteht in der Umkehr des ersten.

Man wählt als Strahlen der Beleuchtung solche von möglichst hoher Apertur und zur Beobachtung Strahlen geringerer Apertur. Die günstigste Scheidung erhält man, wenn man alle Aperturen, die in Luft möglich sind, also im Aperturbereich von 0 bis 1 für die Abbildung reserviert und für die Beleuchtung Strahlen wählt, die in Luft nicht möglich sind, also von Aperturen über Eins. Dann erleiden die Strahlen der Beleuchtung Totalreflexion am Deckglas, wodurch von selbst bei Benutzung von Trockensystemen zur Beobachtung Dunkelfeldbeleuchtung entsteht. In der Apertur der Beleuchtung kann man einen oberen Wert nicht überschreiten, der in dem Brechungsexponenten der Präparate gegeben ist. In der Mehrzahl der Fälle handelt es sich z. B. um wässerige Lösungen, deren Brechungsexponent 1,33 alle Strahlen höherer Apertur in der Beleuchtung durch Totalreflexion abschneiden würde, so daß sie für die Beleuchtung des Präparates unwirksam werden.

4. Dunkelfeldbeleuchtung durch Zentralblende im Kondensor und der Kardioidkondensor.

Die dritte Methode ist den Mikroskopikern bekannt als Dunkelfeldbeleuchtung durch Zentralblende im Kondensor, indem man Kondensoren von hoher Apertur (bis 1,4) benutzt, die zentral bis auf die Apertur 1 abgeblendet sind[1]). Das läßt sich am einfachsten bei dem gewöhnlichen ABBEschen Immersionskondensor von 1,4 Apertur bewerkstelligen. Besonders geeignet sind ferner der Dunkelfeldkondensor nach STEPHENSON[2]), der Paraboloidkondensor nach WENHAM und dem Verfasser[3]) und der aplanatische Dunkelfeldkondensor nach W. v. IGNATOWSKY[4]). Diese drei Dunkelfeldkondensoren unterscheiden sich durch den Grad ihrer Strahlenvereinigung und damit durch ihre Lichtstärke. Der

[1]) H. SIEDENTOPF, ZS. f. wiss. Mikr. 24, 13, 1907.
[2]) Derselbe, ebenda 24, 382, 1907.
[3]) Derselbe, ebenda 24, 104, 1907.
[4]) W. v. IGNATOWSKY, ebenda 25, 64, 1908.

STEPHENSON-Kondensor, neuerdings als Spiegelkondensor von REICHERT bekannt, hat die größten Aberrationen und infolgedessen die geringste Lichtstärke [1]). Dafür besitzt er eine größere Unabhängigkeit gegenüber der Objektträgerdicke. Freilich macht sich außerhalb der Mitte des beleuchteten Sehfeldes infolge der Aberrationen des Kondensors leicht ein Azimutfehler in der Beleuchtung kenntlich. Die von WENHAM 1856 angegebenen Paraboloidkondensoren waren früher nicht sonderlich leistungsfähig, neuerdings werden sie aber infolge eines verbesserten Herstellungsverfahrens in sehr brauchbarer Form geliefert, so daß sie im Grade der Strahlenvereinigung dem STEPHENSON-Kondensor erheblich überlegen sind. Der aplanatische Dunkelfeldkondensor nach W. v. IGNATOWSKY sollte theoretisch die beste Strahlenvereinigung aufweisen. In praxi war dies infolge eines Konstruktionsfehlers, auf den ich früher bereits hingewiesen habe, nicht der Fall [2]). Seit 1908 werden aber nach meinen Angaben von ZEISS in Jena wesentlich verbesserte Formen eines solchen Kondensors mit größter Sorgfalt ausgeführt, die nicht bloß theoretisch, sondern auch *praktisch das Maximum des an Lichtstärke überhaupt Erreichbaren* darstellen. Die Lichtstärke des hiernach konstruierten und im folgenden beschriebenen „Kardioid-Ultramikroskops“ ist etwa 20mal größer, als die des früheren „Spalt-Ultramikroskops.“ Die optische Leistung beruht auf folgender Erkenntnis.

Es läßt sich nämlich der Aplanatismus dieses Kondensors aus einer merkwürdigen und *bisher unbekannten* [3]) Eigenschaft

---

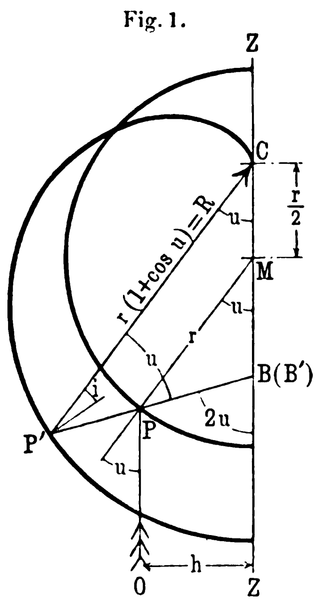
[1]) H. SIEDENTOPF, ZS. f. wiss. Mikr. 25, 273, 1908.

[2]) Derselbe, ebenda 25, 273, 1908. Später hat nach einer mündlichen Mitteilung, die ich Hrn. v. IGNATOWSKY verdanke, dieser seit Anfang 1909 jenen Konstruktionsfehler durch Anwendung einer Hilfskugelfläche vermieden, so daß seine Konstruktion eines aplanatischen Dunkelfeldkondensors nunmehr mit der meinigen (Fig. 2) nahezu identisch ist.

[3]) Vgl. z. B. R. C. ARCHIBALD, Dissertation, Straßburg 1900. Das nicht bloß für die Dunkelfeldbeleuchtung wichtige Zweispiegelsystem, bestehend aus Kugel und Kardioidfläche, gehört übrigens als Spezialfall zu einer Klasse von Flächen, für welche SCHWARZSCHILD die Gleichungen, aber ohne diesen Spezialfall zu bemerken, aufgestellt hat. Aus dessen Formel konnte ich leicht zeigen, daß dieses der einzige Fall ist unter allen Flächenpaaren, wo eine der beiden aplanatischen Flächen eine Kugel und keine nichtsphärische Fläche ist. K. SCHWARZSCHILD, Abh. d. Kgl. Ges. d. Wiss. Göttingen, Math.-phys. Klasse (N. F.), Nr. 2, S. 23, 1905.

der Kardioide, auf welche ich schon vor $1^1/_2$ Jahren aufmerksam wurde, verständlich machen. Die Kardioide ist als Rollkurve des Kreises in der Mathematik bekannt und führt ihren Namen wegen der Herzform. Auch in der geometrischen Optik spielt sie bereits eine freilich unvorteilhafte Rolle, nämlich als Kaustik des Kreiszylinders. Die ideale Eigenschaft einer aplanatischen Strahlenvereinigung durch Spiegelung an ihrer konkaven Seite besitzt die Kardioide nun nicht allein, das ist durch einmalige Spiegelung, von Trivialfällen abgesehen, überhaupt unmöglich, sondern nur in Verbindung mit einer zweiten Spiegelung an einem geeignet gelegenen Kreise.

Fig. 1.



Es läßt sich nach Fig. 1 leicht zeigen, daß parallel der Achse ZZ auf den um M mit dem Radius r beschriebenen Kreise mit dem Einfallswinkel u auffallende Strahlen OP durch Reflexion an ihm dieselbe Aberration erfahren oder, was dasselbe ist, rückwärts verlängert denselben auf der Achse liegenden Punkt B unter gleichem Winkel $2u$ treffen wie Strahlen CP', die von der Spitze C der Kardioide unter einem Winkel u gegen die Achse ausgehen und an ihrer konkaven Seite bei P' reflektiert werden. *Die Aneinanderfügung beider Spiegelungen gibt daher eine aberrationsfreie Strahlenvereinigung.* Der Beweis beruht darauf, daß der Winkel i, den ein unter dem Winkel u von der Spitze der Kardioide ausgehender Strahl im Punkte P' mit der Normale der Kardioide macht, stets gleich $u/2$ ist, eine Eigenschaft der Kardioide, die sich aus ihrer Polargleichung leicht ableiten läßt.

Es ist nämlich:

$$tg\, i = -dR/R\,du = \sin u/1 + \cos u = tg\, u/2, \text{ also } i = u/2.$$

Nehmen wir an, daß der Strahl CP' nach der Reflexion in P' in einem Punkte B' die Achse treffe. Dann ist aus dem gleich-

schenkligen Dreieck $B'P'C$ leicht abzulesen $B'C . \cos u = R/2$. Nun ist der Radiusvektor R der Kardioide gleich $r.(1 + \cos u)$, ferner soll der Kreis um M so gelegen sein, daß der Abstand seines Mittelpunktes M von C gleich $r/2$ ist. Dann ist $B'C' = B'M + r/2$ und $B'M = r/2 \cos u$. Das gleichschenklige Dreieck BPM mit B als Spitze liefert nun ebenfalls $BM = r/2 \cos u$. Daraus folgt $BM = B'M$ und $B = B'$. Nachdem nun der Strahl $P'B'$ wie auch der Strahl PB den Winkel $2u$ mit der Achse bildet, so folgt, daß beide Strahlen der Lage und Richtung nach zusammenfallen; denn zwei gerade Linien in der Ebene sind identisch, wenn sie einen Punkt, nämlich B gemeinsam haben und gegen eine feste Gerade, nämlich ZZ, dieselbe Neigung $(2u)$ haben.

Hieraus ergibt sich also als geometrisch-optisch und, wie wir noch sehen werden, auch für die Ultramikroskopie wichtiges Resultat, daß ein an dem Kreise unter dem beliebigen Einfallswinkel u achsenparallel einfallender Strahl durch Reflexion so abgelenkt wird, daß er die Kardioide unter dem Einfallswinkel $u/2$ trifft, um nach einer zweiten Ablenkung durch Reflexion an der Kardioide die Achse in der Spitze der Kardioide zu schneiden.

Da der Winkel u ganz beliebig angenommen war, werden alle achsenparallel einfallenden Strahlen nach zweimaliger Reflexion am Kreise und der Kardioide in der Spitze der letzteren aberrationsfrei vereinigt.

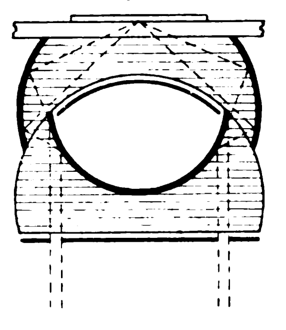
Hierbei ist ferner für alle Zonen h die Brennweite $f = h/\sin u$ konstant, da (vgl. Fig. 1) $h/\sin u = r$, also gleich dem Kreisradius wird. Die Strahlenvereinigung ist also für endlich geöffnete Büschel nicht bloß im gewöhnlichen Sinne, wie z. B. bei der Parabel, aberrationsfrei, sondern von höherer Ordnung, nämlich aplanatisch, im Sinne von ABBE.

Die soeben nachgewiesene Brennpunktseigenschaft der Kardioide ist also vergleichbar mit der bekannten Sammelwirkung des Paraboloids. Während das letztere aber von Zone zu Zone verschiedene Brennweiten hat, die einfach durch den Radiusvektor bis zum Brennpunkt gemessen werden, ist die Brennweite aller Zonen des Kardioidspiegels konstant. Diese zweite Bedingung muß aber auch erfüllt werden und ist bekanntlich für alle Mikroskopobjektive von fundamentaler Bedeutung, wenn wir nicht bloß

einen einzigen Punkt abbilden wollen, sondern eine wenn auch noch so wenig ausgedehnte Fläche einer reellen Lichtquelle, z. B. im Falle des Kondensors.

Für die Zwecke, denen die Dunkelfeldkondensoren dienen sollen, ist es nun nicht nötig, durch strenge Ausführung eines Kardioids von dieser idealen Strahlenvereinigung, die noch die der besten Apochromate übertreffen würde, Gebrauch zu machen. Es genügt vielmehr, die relativ schmale Zone der Kardioide, die für die Sammelwirkung bei Dunkelfeldbeleuchtung in Betracht kommt, durch eine Kugelfläche zu ersetzen. Es ist dann leicht, durch *nachträgliche Änderung der Zentraldistanz* der beiden Kugelflächen, je zwei Strahlen von vorgeschriebener Apertur im Bildpunkt streng zu vereinigen. Der verbleibende Zonenbetrag der sphärischen Aberration und ein schwacher Gang in der Sinusbedingung bleiben für unsere Zwecke ohne Bedeutung.

Fig. 2.



Nun ist es aus geometrischen Gründen nicht möglich, den Kardioidkondensor aus einem Stück herzustellen, wohl aber mit einer Hilfs*kugel*fläche, wodurch zugleich der oben erwähnte Konstruktionsfehler in dem sonst gleichen Kondensor nach IGNATOWSKY vermieden und wirklich eine aplanatische Strahlenvereinigung erreicht wird. Fig. 2 stellt schematisch Form und Strahlengang des von ZEISS ausgeführten aplanatischen oder Kardioidkondensors für Dunkelfeldbeleuchtung dar. Parallel zur Achse verlaufende Strahlen treten durch eine ringförmige Öffnung in der Zentralblende des Kondensors in passendem Abstande von der Achse und hierauf durch eine achsensenkrechte Planfläche in den durch horizontale Schraffierung markierten eigentlichen Glaskörper. Sie werden zerstreut durch Spiegelung an der konvexen Seite der ersten Kugelfläche und hiernach wieder gesammelt durch Spiegelung an der konkaven Seite der zweiten Kugelfläche. Vorher haben sie noch ohne weitere Veränderung die kugelförmige Kittschicht durchsetzt, welche die beiden Körper verbindet. Der Schnittpunkt der Strahlen würde, wenn die zweite Fläche eine

strenge Kardioide wäre, deren Spitze entsprechen. Der Name des Kondensors soll nicht etwa sagen, daß eine strenge Kardioidfläche bei ihm ausgeführt ist, sondern er soll einerseits an die aplanatische Eigenschaft der Kardioide erinnern, von der er abgeleitet ist, und soll ferner auch das Fabrikat der Firma ZEISS bezeichnen, in der Hoffnung, daß andere Werkstätten ihn respektieren.

Bei der Benutzung des aplanatischen Kardioidkondensors muß man einige Unbequemlichkeiten in der Handhabung in den Kauf nehmen, die beim Paraboloidkondensor von ZEISS nicht in dem Maße vorkommen. Erstens müssen Mikroskopobjektiv und Kondensor viel genauer gegeneinander zentriert sein, und ferner kann die größere Lichtstärke nur ausgenutzt werden, wenn Objektträger von ganz genau vorgeschriebener Dicke benutzt werden, oder, was dasselbe ist, der Kondensor muß sehr genau gegen die meist nur 1 bis 2 μ dünne Präparatfläche fokussiert sein. Man wird daher wegen seiner einfacheren Handhabung in den meisten Fällen etwa den Paraboloidkondensor vorziehen, also stets, wenn man nur mit Gas- oder elektrischem Glühlicht arbeitet. Erst wenn man Bogen- oder Sonnenlicht anwendet und die alleräußerste Lichtstärke, wie bei feinen Kolloiden, notwendig ist, wird der Kardioidkondensor seine Leistungsfähigkeit entfalten. Doch steht ihm auch hier der Paraboloidkondensor in vielen Fällen nicht nach.

5. Form und Reinigung der neuen Objektkammer.

Wie können wir nun bei Benutzung des Paraboloid- oder des Kardioidkondensors die oben unter 1. aufgestellte Bedingung d) erfüllen? An Abbildung eines Spaltes ist nicht mehr zu denken, weil die Ausdehnung des Kondensors und die dünne Präparatschicht einer solchen im Wege stehen. Einen Dünnschnitt auf *optischem* Wege können wir also nicht erzeugen, sondern nur auf *mechanischem*, dergestalt, daß wir die übliche Beobachtungsmethode der Mikroskopiker benutzen, die ihre Objekte zwischen Objektträger und Deckglas legen.

Nun zeigt sich aber bei Dunkelfeldbeleuchtung, daß zwei schwere Nachteile eintreten. Erstens fallen aus kolloiden Lö-

sungen die Teilchen äußerst leicht aus, wenn sie in große Nähe fester Wände kommen und werden von letzteren adsorbiert, und zweitens zeigen diese festen Flächen schon ohne jedes Präparat meist so viele weißliche oder farbige Pünktchen und Streifen, daß wir die zu untersuchenden Ultramikronen nicht mehr unterscheiden können von jenen. Ein eingehendes Studium dieser Verhältnisse hat mir aber den Weg gewiesen, dieser beiden Schwierigkeiten Herr zu werden. *Zunächst fand ich, daß die Adsorption um so schwächer eintritt, je reiner die Oberfläche von Objektträger und Deckglas von vornherein war.* Das erweckte die Hoffnung, daß es doch noch möglich sein müßte, die Adsorption an den festen Flächen der Objektkammer genügend hintenan zu halten, wenn es gelänge, die Flächen eben von vornherein absolut sauber zu machen. Diese Hoffnung ging nun auch in Erfüllung.

Zunächst überzeugte ich mich, daß die meisten Fehlstellen in die Objektträger und Deckgläser durch das Putzen derselben hineinkommen. Um dies bequem zu studieren, legt man einfach die zu untersuchende Fläche auf den Dunkelfeldkondensor und entwirft den Fokus der Beleuchtung in der Oberfläche des zu untersuchenden Stückes. Man kann die Fläche leicht auch mit höherer Vergrößerung direkt beobachten, also ohne Deckglas, wenn man Objektive benutzt, die für die Beobachtung ohne Deckglas besonders korrigiert sind; solche Objektive werden z. B. bei mikroskopischen Metalluntersuchungen oft verwendet.

Hierbei zeigt sich, daß Putzlappen, Pinsel, Hollundermark, Alkohol, die üblichen Reinigungsmittel der Optiker, für eine Reinigung, die ultramikroskopischen Ansprüchen genügen soll, vollkommen versagen, auch wenn man Tücher und Pinsel durch vielmaliges Reinigen und Auskochen mit destilliertem Wasser noch so sehr zu reinigen versucht hat. Von der putzenden Substanz selbst trennen sich kleinste Teilchen, die auf der durch das Reiben elektrisch gewordenen Oberfläche einfach festhaften. Freilich kann man einen Teil derselben noch nachträglich wieder entfernen, indem man eine Kollodiumhaut auf die Fläche aufträgt, eintrocknen läßt und dann abhebt. Dabei bleibt die Mehrzahl der kleinsten Teilchen an der Kollodiumhaut kleben. Es ist aber klar, daß es am vorteilhaftesten sein muß, wenn man das

Aufbringen solcher Teilchen von vornherein vermeidet. Das geschieht nun durch ein nasses Reinigungsverfahren, das vielleicht schon von manchen Mikroskopikern wenigstens zum Teil angewendet wird, das aber doch verdient, wegen der praktischen Wichtigkeit für die vorliegenden Untersuchungen noch einmal in prägnanter Weise definiert zu werden.

Man faßt hierbei das zu reinigende Stück nicht mit den Händen an, sondern benutzt eine einfache Schlinge aus Platindraht, in welcher es bei den folgenden Manipulationen verbleibt. Zuerst wird der Objektträger bzw. das Deckglas in heiße konzentrierte Schwefelchromsäure gebracht, hierauf mit Leitungswasser und dann mit destilliertem Wasser abgespült. Hierauf wird das Wasser durch Alkohol verdrängt und danach schnell über einer elektrischen Heizfläche oder über der nichtleuchtenden Flamme getrocknet. Käuflicher Alkohol ist hierbei wegen zu vieler kleinster Rückstände unbrauchbar, man muß sich denselben für diese Zwecke noch einmal destillieren. *Das destillierte Wasser und der neu destillierte Alkohol dürfen makroskopisch im Tyndallkegel absolut keine winzigen leuchtenden Pünktchen mehr zeigen, sondern nur noch einen ganz schwachen Schein, der bei Wasser weißlich und bei Alkohol bläulich ist.* Das Vorhandensein jener kleinen Pünktchen weist auf eine Staubquelle hin, die unbedingt vermieden werden muß. Insbesondere ist darauf zu achten, daß die Destillate nicht wieder an den Ausgußstellen mit jenen Teilchen verunreinigt werden. Natürlich darf nur chemisches Geräteglas benutzt werden, ferner sind Flaschen mit eingeschliffenem Stopfen wegen des dabei unvermeidlichen Glasstaubes unbrauchbar. Nach der Reinigung legt man die gereinigten Flächen direkt gegeneinander oder man überzieht sie mit einer schützenden Kollodiumhaut, falls sie erst später gebraucht werden sollen. Diese Haut läßt sich leicht wieder abtrennen, wenn man mit einem scharfen Skalpell irgend eine Ecke erst vorsichtig abgelöst hat.

Es ist nun freilich billig, aber sehr wenig zweckmäßig, für diese ultramikroskopischen Untersuchungen Deckgläser und Objektträger aus gewöhnlichem Glas zu benutzen. Erstens fluoresziert das Glas bei dieser intensiven Beleuchtung meist so stark, daß es dadurch schon das Dunkelfeld fast illusorisch macht. Zweitens ist eine gewöhnliche Glasoberfläche so empfindlich gegen alle

möglichen Angriffe und geht die Substanz des Glases so leicht Reaktionen ein, daß es sich empfiehlt, Objektträger und Deckgläser aus Quarz zu benutzen. Das Deckglas muß selbstverständlich aus geschmolzenem Quarz gewählt werden, da die Doppelbrechung des Bergkristalles eine mikroskopische Abbildung bei hohen Vergrößerungen durch dasselbe hindurch unmöglich machen würde. Der Objektträger kann aber auch aus dem viel billigeren Bergkristall bestehen. Immerhin hat der geschmolzene Quarz den Vorteil, daß man ihn durch Ausglühen reinigen kann, wobei der Bergkristall zerspringen würde.

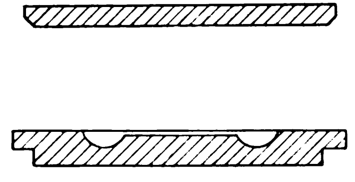
Die oben angegebene Reinigungsmethode ist für die Handhabung des neuen Apparates von ausschlaggebender Bedeutung. Sie würde aber doch sehr oft noch versagen, wenn man die für das Zustandekommen der Beleuchtung notwendige Immersion zwischen Objektträger und Kondensor, wie sonst für Dunkelfeld unpraktischerweise üblich, aus Zedernöl wählt. Diese klebrige Substanz verschmiert so eindringlich alle zu benutzenden Flächen, daß alles Reinigen nach obigen Vorschriften oft umsonst wird. Erst die Benutzung von Wasser als Immersionsmittel für den Kondensor gestattet, diese Klippe zu umgehen. Da die meisten Flüssigkeiten, die untersucht werden, wässerige Lösungen sind, so hat die Beschränkung in der wirksamen Apertur der Beleuchtung auf den Brechungsexponenten des Wassers, wie sie mit dieser Immersion gegeben ist, nichts zu sagen. Wir werden übrigens im letzten Abschnitt sehen, daß wir auch aus einem anderen Grunde nach der jetzigen Ausbildung des Apparates nicht gerade mehr nach intensiverer Beleuchtung zu suchen nötig haben.

Wir würden auch jetzt noch nicht mit unseren Präparaten für die ultramikroskopische Untersuchung sonderlichen Erfolg haben, wenn wir die gewöhnliche äußere Form der Objektträger und Deckgläser beibehalten. Aus den vorangestellten Grundbedingungen für einen ultramikroskopischen Apparat ist ja ersichtlich, daß wir keine dickere Schicht vor dem Objektiv beleuchten dürfen, als wie das Beobachtungsobjektiv auf einmal scharf genug abzubilden gestattet. Die Dicke der beleuchteten Schicht darf also nicht größer sein als die Sehtiefe des Beobachtungsobjektivs. Bei den früheren Apparaten wurde das durch die Abbildung des

Spaltes im Objekt erreicht, was aber hier, wie schon gesagt, nicht angängig ist. Wir müssen schon eine *besondere Kammer* konstruieren, die das Einhalten der notwendigen dünnen Schicht, die bei starken Trockenobjektiven nur 1 bis 2 μ betragen darf, garantiert.

Folgende Form einer besonderen Kammer hat sich mir besonders bewährt (Fig. 3). Kreisrunde Quarzplättchen von etwa 2 cm Durchmesser und 1,2 mm Dicke wurden auf der einen Seite mit einer kreisrunden Nute versehen. Der innerhalb dieser Nute stehengebliebene Sockel wird hierauf auf 1 bis 2 μ tiefer als die Außenfläche poliert. Legt man nun ein staubfreies Deckglas von gleicher Größe auf die Außenfläche, so entstehen dort bei der Berührung NEWTONsche Farben, oberhalb des Sockels bildet sich aber eine Luftschicht von 1 bis 2 μ Dicke. Hätten wir vorher einen feinen Tropfen einer Flüssigkeit mit einer Platinöse auf den Sockel gebracht und jetzt das Deckglas aufgelegt, so würde sich die Schicht ausbreiten und der überschüssige Teil am Rande der dafür ausgesparten Nute hängen. Auf diese Weise gelingt es, eine nur 1 bis 2 μ dünne Flüssigkeitsschicht einfach herzustellen.

Fig. 3.



Nun zeigt sich aber weiter, daß dünne Deckgläser von 0,16 mm, wie man sie sonst zur Mikroskopie benutzt, hierfür ungeeignet sind. Sie ziehen sich krumm und zeigen Tendenz, sich an den Sockel anzulegen, wobei natürlich fast alle Kolloidteilchen aus einer dazwischen befindlichen Lösung verdrängt oder zum Ausfallen gebracht werden. Erst mit viel dickeren Deckgläsern von $^3/_4$ mm Dicke hatte ich bei der Herstellung der Kammern zuverlässigen Erfolg.

Diese Kammer ist nach dem Gesagten ohne jede Kittung hergestellt. Sie ist infolgedessen absolut säure- usw. fest und gestattet sogar ein Ausglühen, wenn man geschmolzenen Quarz benutzt. Aus diesem Grunde wird eine solche feuer- und säurefeste Kammer auch für andere mikroskopische Zwecke gute Dienste leisten können.

6. Über die Vermeidung nichtsphärischer und schiefer Wellen bei der Abbildung ultramikroskopischer Teilchen.

Für so dicke Deckgläser, noch dazu aus geschmolzenem Quarz, sind nun wieder die Mikroskopobjektive, insbesondere die apochromatischen Trockenobjektive von hoher Apertur, absolut nicht korrigiert, so daß ich gezwungen wurde, hierfür ein besonderes achromatisches Spezialobjektiv von etwa 4 mm Brennweite und ein apochromatisches Spezialobjektiv von 3 mm Brennweite und 0,9 Apertur zu konstruieren. Das letztere, freilich etwas kompliziertere und teuere Objektiv, verdient bei den Beobachtungen bei weitem den Vorzug, da bei der Abbildung der kleinen Beugungsscheibchen das sekundäre Spektrum, wie es die Achromate noch notwendig zeigen, sehr störend wirkt und die genaue Erkennung der Farbe eines einzelnen Teilchens erschwert oder vereitelt.

Die richtige sphärische Korrektion eines solchen Objektivs erkennt man bei Dunkelfeldbeleuchtung nach einem Kriterium das ich vor kurzem an anderer Stelle [1]) auseinandergesetzt habe, so daß ich im wesentlichen darauf und auf die begleitenden erläuternden Figuren verweisen möchte. Man kann das Kriterium für unsere Bedürfnisse folgendermaßen formulieren:

Zeigt ein Beugungsscheibchen sehr deutliche Ringe, wenn wir durch geringes mikrometrisches Niederschrauben des Mikroskoptubus zu einer etwas *tieferen* unscharfen *Einstellung* übergehen, so muß man den Tubusauszug des Mikroskops etwas verlängern; verschwindet dagegen hierbei das Beugungsscheibchen in einem undeutlichen Nebel, so muß man den Tubusauszug verkürzen; umgekehrt ist zu verfahren, wenn bei *zu hoher Einstellung* diese Erscheinungen auftreten. Die sphärische Korrektion erreicht ein Optimum, wenn sowohl bei zu tiefer als auch bei zu hoher Einstellung des Beugungsscheibchens eine nahezu gleiche Änderung erfolgt, derart, daß es beide Male von einem oder zwei Ringen umgeben erscheint und dann verschwindet.

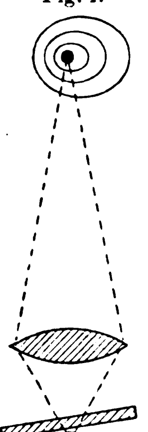
Man merkt nun auch sehr oft, daß die Beugungsscheibchen gar nicht kreisrund aussehen. Das liegt an einer weiteren Schwierigkeit, die darin besteht, daß bei dickeren Deckgläsern

---

[1]) H. SIEDENTOPF, ZS. f. wiss. Mikr. 26, 391, 1909.

sofort eine Prismenwirkung merklich wird, wenn das Deckglas ein wenig schief, also nicht genau orthogonal gegen die Achse des Mikroskops liegt (vgl. Fig. 4). Die Beugungsscheibchen sind in diesem Falle nicht mehr kreisrund, sondern können sehr komplizierte Formen annehmen, die aber immer eine Symmetrieebene haben und ganz allgemein einseitige Verlängerung der Scheiben zeigen. Diese Verlängerung liegt immer nach der Seite zu, auf welcher das Deckglas zu hoch liegt, wie das schematisch in der Fig. 4 dargestellt ist. Bei gleich schiefer Lage wird die Erscheinung natürlich um so ausgeprägter, je dicker das Deckglas ist. In gleichem Sinne wie schiefe Lage wirkt ein Keilwinkel in demselben. Dabei liegt natürlich die Verlängerung im Bilde auf der Seite der Keilbasis. Die Erscheinung gibt nach Fig. 4 ein einfaches praktisches Kriterium dafür, wie die Lage des Deckglases zu verbessern ist, um wieder zentrisch symmetrische Beugungsscheibchen zu erhalten.

Fig. 4.



Die Vermeidung solcher nichtsphärischer und schiefer Wellen durch richtige Benutzung des Mikroskopobjektivs bzw. richtige Lage des Deckglases ist deshalb wichtig, weil man nur so die kleinsten und lichtstärksten Beugungsscheiben erhält.

7. Die wichtigeren Einzelteile des neuen Apparates zur Untersuchung ultramikroskopischer Teilchen.

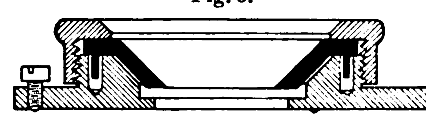
Man erreicht nun leicht eine richtige Lage des Deckglases, wenn man die oben beschriebene Kammer für Mikroskopie in einem besonderen Halter benutzt, der mit drei Schrauben ausgerüstet ist, die ein Ausrichten ermöglichen. Ein solcher Halter besteht aus drei Teilen (vgl. Fig. 5). Eine kreisförmige ⧹⧹ schraffierte Grundplatte trägt eine zentrische Durchbohrung und an deren unterem Rand einen dünnen Flansch, auf welchen sich lose passend die Kammer legen läßt. Darauf legt man den schwarz gezeichneten Zwischenring so, daß er mit seinen zwei Stiften in die entsprechenden Löcher der Grundplatte paßt. Derselbe hat unten eine Lederscheibe, um zu verhindern, daß die Kammer beim Auf-

schrauben des dritten Teiles des // schraffierten Anschraubringes zu fest gepreßt wird. Die Stifte verhindern dabei eine Drehung des Zwischenringes gegen die Kammer. Beim Zusammenschrauben des Halters muß man sich hüten, das Gewinde zu stark anzuziehen. Es entstehen sonst elastische Spannungen in dem Halter, die sich in winzigen Rucken auszugleichen suchen und dann bei der Beobachtung zu störenden Strömungserscheinungen im Präparat führen.

Die faktische Schichtdicke im Präparat oder, was dasselbe ist, die Höhe der Quarzkammer zwischen Sockel und Deckglas mißt man zweckmäßig mit der Mikrometerschraube am Mikroskop. Es ist klar, daß nur sehr feine und zuverlässige Mikrometerbewegungen hierzu brauchbar sind, da es sich um die direkten Messungen sehr kleiner Längen von 1 bis 2 μ handelt.

Die an der Mikrometerschraube abgelesene Verschiebung multipliziert mit dem Brechungsexponenten der Substanz in der Schichte gibt die gesuchte Schichtdicke.

Fig. 5.



Die übrigen Lineardimensionen im Präparat werden in der üblichen Weise durch ein in das Okular eingelegtes Okularmikrometer, das mit einem Objektmikrometer zu eichen ist, bestimmt. Hiernach ist es leicht, durch Auszählung die Teilchenzahl kolloidaler Lösungen zu bestimmen.

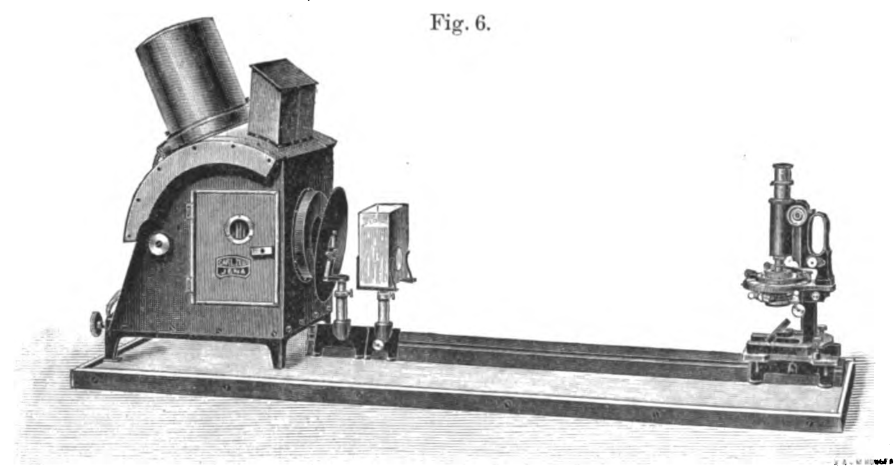
Eine sehr zweckmäßige Kombination für die Beobachtung ist der oben erwähnte Spezialapochromat 3 mm mit Kompensationsokular 18 von Zeiss, welche zusammen eine 1500fache Vergrößerung ergeben. Es empfiehlt sich, das Objektiv mit einer Zentriervorrichtung am Mikroskoptubus anzuschrauben, um die Foci von Objektiv und Kardioidkondensor genau zusammenzulegen. Bei dieser Zentrierung benutzt man zweckmäßig ein sehr schwaches Okular, etwa Kompensationsokular 2 von Zeiss. Zuerst wird mit dem Kondensortrieb des Mikroskops der Kondensor sehr sorgfältig gegen die Präparatenfläche fokussiert und hiernach das Objektiv gegen den Lichtfleck zentriert.

Durch geringes Verstellen am Planspiegel des Mikroskops ist dafür zu sorgen, daß dieser Lichtfleck kreisrund bleibt. Dann

nimmt man das starke Okular und korrigiert mit einem Schraubenzieher durch Verstellen der Schrauben des Kammerhalters nach dem oben angegebenen Kriterium so, daß die Beugungsscheibchen kreisrund werden. Schließlich überzeugt man sich noch, daß die Beugungsscheibchen beim extra- und intrafokalen Einstellen gleichmäßig unscharf werden, daß also die Korrektionsbedingungen des Objektivs richtig innegehalten sind.

Die nachfolgende Fig. 6 gibt einen Anblick der Aufstellung des ganzen Apparates. Links steht die automatisch regulierende Bogenlampe im Gehäuse. Sie ist noch mit einer besonderen Einsatzblende versehen, um Nebenlicht abzuhalten. Dicht davor ist

Fig. 6.



auf dem Metallprisma der optischen Bank mittels Reiter eine besondere Beleuchtungslinse befestigt, welche ein relativ großes Öffnungsverhältnis von 1:1,8 hat und dazu dient, den positiven Krater der Gleichstrombogenlampe in passender Vergrößerung in der Eintrittsebene des Kardioidkondensors abzubilden. Darauf folgt ebenfalls auf Reiter ein Glastrog mit Wasser, um die Wärmestrahlen vom Präparat abzuhalten oder um Farbfilter vorzusetzen und am Ende der optischen Bank das Mikroskop, das mittels Grundplatte auf das Metallprisma geklemmt wird. Der Strahlengang geht von der Bogenlampe durch die Beleuchtungslinse schief nach unten und trifft gerade die Mitte des Mikroskopspiegels, durch den das Licht in das aufrechtstehende Mikroskop hinein-

reflektiert wird. Da das nach einer Photographie angefertigte Bild die relativen wahren Dimensionen angibt, erkennt man an dem Mikroskop keine besonderen Einzelheiten mehr, höchstens sieht man, wie das Mikroskopobjektiv in den oberen Rand des Kammerhalters hineintaucht.

Eine leichte Abänderung des Apparates gestattet auch ultraviolettes Licht in weitem Umfange für die Beleuchtung nutzbar zu machen. Es ist dazu nötig, die Beleuchtungslinse, wie die Fenster der Wasserkammer aus Bergkristall zu nehmen und auch den Mikroskopspiegel durch ein totalreflektierendes Bergkristallprisma zu ersetzen. Schließlich muß natürlich auch der Kardioidkondensor aus Bergkristall oder aus geschmolzenem Quarz gewählt werden. Dabei dürfen keine Kittschichten vorkommen, welche ultraviolett absorbieren.

Zum Glück braucht man sich für die meisten photochemischen Experimente mit diesem Apparat die Mühe mit dem ultravioletten Licht nicht zu machen, da sich, wie im elften Abschnitt dieser Arbeit gezeigt wird, der Apparat als so lichtstark erweist, daß sehr viele photochemische Reaktionen bereits im sichtbaren Licht vor sich gehen.

Ich bin absichtlich im vorstehenden auf die Technik der Handhabung dieses neuen Mikroskops eingegangen, da nur durch deren genaue Befolgung einwandfreie Bilder zu erzielen sind, die zuverlässige Rückschlüsse auf die Substanz selber gestatten. Erst dann lohnen deutliche Bilder die aufgewendete Mühe und liefern eine volle Ausnutzung dieser neuen Einrichtung. Die Prinzipien der mikroskopischen Bildererzeugung sowohl als auch die richtige Handhabung eines Mikroskops bei höherer Vergrößerung mit starken Trockensystemen und bei Dunkelfeldbeleuchtung sind noch so wenig verbreitet, daß mir der Hinweis nicht überflüssig erschien, zudem er ja auch eine Reihe neuer Handhabungen lehrt.

Ich wende mich jetzt zur Mitteilung einiger neuer Beobachtungen, die ich mit dieser Einrichtung gemacht habe. Sie betreffen erstens die Brownsche Molekularbewegung, zweitens die Farbe ultramikroskopischer Metallteilchen, und drittens die Vorgänge bei chemischen und Lichtreaktionen.

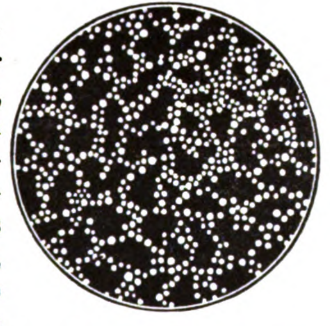
8. Neue Beobachtungen über die BROWNsche Molekularbewegung.

Schon in den früher gemeinschaftlich mit R. ZSIGMONDY angestellten Beobachtungen über die BROWNsche Molekularbewegung bemerkten wir, daß man in manchen Fällen sehr deutlich einen translatorischen Charakter in der Bewegung von einem oszillatorischen unterscheiden kann. Dem ersteren entsprechen plötzliche Ortsveränderungen, dem letzteren Bewegungen um eine scheinbare Ruhelage. Bei näherer Verfolgung dieser Erscheinung konnte ich leicht feststellen, daß der translatorische Charakter um so mehr hervortritt, je kleiner die Teilchen sind und je weniger innere Reibung die Lösung besitzt. Am deutlichsten wurde mir bis jetzt der translatorische Anteil der Bewegung in einer kolloiden Silberlösung, die nach dem SVEDBERGschen Verfahren in Alkohol zerstäubt war und die ich Herrn W. BILTZ verdanke. Die sehr kleinen und lichtschwachen Ag-Teilchen bewegten sich in zahllosen, unregelmäßigen längeren oder kürzeren Zickzacklinien durch das Gesichtsfeld. Bei noch feineren Lösungen, z. B. einer ZSIGMONDYschen Goldkeimlösung, die nach dem früheren Spaltultramikroskop geprüft amikroskopisch erschien, war die translatorische Bewegung im Gesichtsfeld des neuen Apparates so schnell und ausgedehnt, daß man ein einzelnes Teilchen nur in den Umkehrpunkten der Zickzackbewegung momentweise sehen konnte, wenn eben schnell vorübergehend die Bewegung mehr oszillatorisch war. Charakteristisch hiervon verschieden ist die Bewegung in konzentrierten gröberen, roten Au-Lösungen. Hier hat die Bewegung überwiegend oszillatorischen Charakter; die zufälligen translatorischen Bewegungen haben eine so kleine Amplitude, daß sie zunächst unter die Auflösungsgrenze unserer Mikroskopobjektive fallen.

Natürlich ist die hier gegebene Trennung der BROWNschen Molekularbewegung in zwei Typen zunächst willkürlich, da alle möglichen Übergänge vorkommen. Immerhin trägt sie sehr gut dem direkt Beobachtbaren Rechnung. Im Rahmen der kinetischen Theorie müssen wir vermutlich die auffälligeren plötzlichen Ortsveränderungen deuten als eine besondere Ausnahmeserie von schnell aufeinander folgenden Molekularstößen, die zufälligerweise

alle in nahezu derselben Richtung liegen, wodurch der mikroskopisch sichtbare Effekt der plötzlichen Translation erzielt wird. Es ist ferner selbstverständlich zuzugeben, daß auch die kleinsten sichtbaren Oszillationen und Translationen jedesmal schon über sehr viele Einzelstöße integrieren, da die von der kinetischen Theorie nach EINSTEIN und SMOLUCHOWSKI geforderte Zahl der Stöße über eine Million pro Sekunde ist, und dementsprechend die mittlere freie Weglänge noch weit unter dem Auflösungsvermögen des Mikroskopobjektivs liegt. Übrigens ist, wie hier beiläufig bemerkt sein mag, das Auflösungsvermögen bei dem oben erwähnten Spezialtrockenapochromat 0,3 μ für grünes Licht, d. h. zwei so nahe liegende Beugungsscheibchen werden gerade noch als getrennt wahrgenommen.

Fig. 7.



Die konzentrierten roten Au-Lösungen geben noch Anlaß zu einer weiteren Betrachtung. Man bemerkt, daß die Teilchen nicht mehr ganz nach dem Zufall mit irgend welchen durchschnittlichen mittleren Abständen verteilt sind, sondern es zeigt sich bereits der Anfang einer Art von Sortierung, derart, daß wir zahllose dunkle Räume bemerken, in denen keine Goldteilchen sich befinden (Fig. 7). Diese Räume wechseln aber zeitlich schnell ihren Ort und ihre Ausdehnung. Die mittleren Abstände der Goldteilchen sind daher vielleicht zweimal kleiner, als sie bei einer Verteilung sein sollten, wenn diese dunkeln Räume nicht da wären. Es hat den Anschein, als ob bei diesen höheren Konzentrationen bereits Anziehungskräfte zwischen den Goldteilchen schwach wirksam würden. Läßt man die Lösung durch Verdunsten etwas eintrocknen, so tritt in der Tat alsbald ein Zusammentreten mehrerer Teilchen durch sichtbare Nebeneinanderlagerung ein, die BROWNsche Molekularbewegung bleibt nur noch ganz schwach oszillatorisch: die Lösung geht in den Gelzustand über. Die Anordnung der Teilchen ist dabei nahezu dieselbe geblieben wie kurz vor der Ausflockung. Insbesondere bleiben die dunkeln teilchenleeren Räume noch deutlich sichtbar. Diese Räume bleiben

aber nicht mehr annähernd kreisrund begrenzt, weil die Flocken selbst keine regelmäßige Begrenzung mehr haben.

Ich will bei dieser Gelegenheit noch zwei kleine Bemerkungen anschließen und zunächst an eine Momentaufnahme der BROWNschen Molekularbewegung erinnern, die ich vor kurzem a. a. O.[1]) veröffentlicht habe. Die Aufnahme betraf ein Silberhydrosol von etwa 20 $\mu\mu$ Teilchengröße; sie war auf fallender Platte erzeugt. Jedes Teilchen beschreibt im Bilde auf der Platte eine unregelmäßige Zickzackkurve, die in der Fallrichtung in die Länge gezogen ist. Manche dieser Kurven zeigen einen sinusoidalen Charakter. Man kann nun diese Bilder auch bequem subjektiv mit dem oben beschriebenen Apparat sichtbar machen, wenn man mittels einer Feinbewegungsschraube dem Mikroskoptisch, auf dem das Präparat ruht, kleine plötzliche Verschiebungen erteilt. Dann erhält man eine charakteristische schlangenförmige Bewegung der Teilchen. Infolge der Nachwirkung auf der Netzhaut wird so die ganze Kurve gleichzeitig auf einmal sichtbar. In ähnlicher Weise sind solche Beobachtungen schon von SVEDBERG gemacht worden, nämlich nicht durch Tischbewegung, sondern dadurch, daß er die Lösung mit konstanter Geschwindigkeit durch den Fokus des Beobachtungsobjektivs strömen ließ. Derselbe Forscher maß auch die Amplitude und die mittlere Periode dieser Bewegung und stellte weitere Folgerungen auf unter der Annahme, daß die Bewegung wirklich eine rein sinusförmige im Mittel sei. Das ist natürlich eine Vereinfachung, die das Experiment nur zum Teil rechtfertigt. Das ist etwa so, als wenn man diese durchaus zufälligen Kurven durch eine FOURIERsche Reihe approximiert und sich mit dem ersten Gliede derselben begnügt.

Die zweite Bemerkung betrifft die **Beobachtung bei höheren Temperaturen.** Die Form des Kardioidkondensors gestattet leicht eine etwa 1 mm weite Durchbohrung in der Achse anzubringen. Bringt man unterhalb des Kondensors die Gasheizvorrichtung an, die ich a. a. O.[2]) beschrieben habe, so gelingt es leicht, die ultramikroskopischen Beobachtungen mit dem Apparat auf höhere Temperaturen auszudehnen. Wenn der Objekt-

---

[1]) H. SIEDENTOPF, Phys. ZS. 10, 778, 1909, Taf. XIII.
[2]) Derselbe, ZS. f. Elektrochem. 15, 593, 1906.

träger aus geschmolzenem Quarz besteht, kann man hiermit bis zu 100° und mehr heizen. Über Beobachtungen der BROWNschen Molekularbewegung nach dieser neuen Methode bei höheren Temperaturen hoffe ich demnächst berichten zu können.

9. Form und Farbe ultramikroskopischer Metallteilchen.

Die Anordnung des neuen Apparates gestattet ferner, bequem die Farbe der einzelnen Submikronen in kolloiden Lösungen genauer zu studieren, da man im Gegensatz zu dem früheren Spaltapparat die einzelnen Teilchen durch mikrometrisches Verstellen des Tisches eine Zeitlang verfolgen kann, wobei der größere Durchmesser des erleuchteten Sehfeldes und die höhere Vergrößerung zu statten kommt. Ich habe infolgedessen eine Anzahl Experimente angestellt, um gewisse Widersprüche aufzuklären, die zurzeit noch zwischen den neueren Theorien über die Farbe kolloider Metallteilchen und den experimentellen Befunden bestehen.

Zwar bestätigt die experimentelle Erfahrung und die Kontrolle durch das Ultramikroskop im großen und ganzen eine Regelmäßigkeit in der Farbe, z. B. kolloider Au-Teilchen als Funktion ihres Durchmessers, die in dem Sinne verläuft, wie sie nach der ausgezeichneten Theorie von MIE verlangt wird[1]). Danach sollen die kleineren Au-Teilchen wesentlich gelbgrünes Licht abbeugen, die größeren von 100 $\mu\mu$ Durchmesser und darüber gelbes bis orangefarbiges Licht vorwiegend.

Das Experiment zeigt aber auch deutliche Ausnahmen, auf die immer wieder hingewiesen werden muß. So kann man einerseits unter besonderen Kautelen auch gelbgrün abbeugende Goldteilchen in Wasser sowohl wie in Glas herstellen, welche 100 $\mu\mu$ groß sind. Andererseits kann man so feine Zerteilungen des Goldes in wässerigen Lösungen erzeugen, die blau in der Durchsicht erscheinen, daß man die Teilchen im Ultramikroskop wegen ihrer Kleinheit nicht mehr sichtbar machen kann. Da die untere Grenze für die Sichtbarmachung kleinster Goldteilchen ganz sicher

---

[1]) G. MIE, Ann. d. Phys. (4) 25, 377, 1908; A. LAMPA, Sitz.-Ber. d. Wien. Akad., math. Kl., 118 [2a], Juni 1909; GANS u. HAPPEL, Ann. d. Phys. (4) 29, 277, 1909.



unter 10 $\mu\mu$ liegt, so gibt es also orange abbeugende Goldteilchen von einem noch kleineren Durchmesser. So unbedingt kann also das Gesetz, welches die Farbe der Teilchen als Funktion ihres Durchmessers fordert, nicht gelten. Es müssen notwendig noch andere Faktoren, die in den Voraussetzungen der MIEschen Theorie noch nicht enthalten sind, die Farbe der Teilchen beeinflussen.

Eine andere Theorie ist von KIRCHNER[1]) für den Fall der kolloiden Goldteilchen in Wasser rechnerisch durchgeführt worden. Sie betrachtet den Radius der Teilchen als klein gegen die Wellenlänge und bringt im wesentlichen zum Ausdruck, wie die gegenseitige Beeinflussung der Teilchen als Funktion ihres Abstandes wirkt. Hiernach würde man sich jedes der einzeln sichtbar zu machenden ultramikroskopischen Teilchen vorzustellen haben als bestehend aus einem Schwarm noch viel kleinerer Teilchen. Die Absorption und die Strahlung richtet sich nach dem mittleren Abstand, den die einzelnen Teilchen in diesem Schwarm haben. So ist z. B. bei kolloider Goldlösung die Absorption maximal für Grün, wenn der mittlere Abstand der Teilchen im Schwarm groß ist und sie verschiebt sich über Gelb nach Orange, wenn der mittlere Abstand abnimmt, die Teilchen im Schwarm also dichter liegen. In gewissem Sinne gibt die zweite Theorie nach KIRCHNER ein ähnliches Resultat wie die erste nach MIE. Bei großem Abstand der Teilchen im Schwarm wirken gewissermaßen nur die Teilchen des Schwarmes einzeln, sie absorbieren also z. B. bei Gold grün, dagegen wirken Teilchen mit kleinen Abständen im Schwarm schon mehr wie ein großes kompaktes Teilchen, die Absorption verschiebt sich also z. B. bei Gold nach Orange. KIRCHNER hat nun versucht, diese Theorie zur Erklärung heranzuziehen für die Farbenänderung gequollener Gelatineplatten, die mit kolloider Goldlösung gefärbt sind. Solche erscheinen in der Durchsicht im nassen Zustande rot, im trockenen blau. Es soll sich nun durch Wasseraufnahme im Schwarm der mittlere Abstand der Teilchen desselben vergrößern, also Grünabsorption folgen. Beim Eintrocknen schrumpfen nach dieser Hypothese die Schwärme wieder zusammen, die Absorption

[1]) F. KIRCHNER u. R. ZSIGMONDY, Ann. d. Phys. (4) 15, 573, 1904; ferner CL. M. GARNETT, Trans. Royal Soc. London (A) 203, 385, 1904 und 205, 237, 1905 und B. J. SPENCE, Physical Review 157, 233, 1909.

rückt also infolge verminderter Teilchenabstände nach Orange, was in der Durchsicht einer blauen Farbe entsprechen würde.

Man könnte nun nach dieser zweiten Theorie die oben erwähnten beiden Ausnahmen, nämlich die großen grünen und die kleinen orange absorbierenden Teilchen damit erklären, daß erstere stark aufgequollene, letztere aber stark verdichtete Schwärme von noch kleineren Teilchen seien.

Die im folgenden beschriebenen Experimente weisen aber darauf hin, daß die Erscheinungen doch noch komplizierter sein müssen. Die Grundvoraussetzungen der Theorie sind isotrope, insbesondere kugelförmige Metallteilchen. Ich habe zunächst versucht, diese Annahme auf ihre Richtigkeit zu prüfen. Um das Resultat gleich vorweg zu nehmen, ergibt sich, daß sowohl die grünen als auch die braunen oder orangefarbigen Au-Teilchen in der Mehrzahl sich so verhalten. Es gibt aber auch anisotrope Goldteilchen, die man unter den grünen und den orangefarbigen Goldteilchen sehr leicht beobachten kann, wie wir in folgendem noch sehen werden.

Zum Nachweis der isotropen Natur der Goldteilchen benutzte ich folgende einfache Überlegung. Fällt ein Strahl linear polarisierten Lichtes auf ein Teilchen, das klein gegen die Wellenlänge des Lichtes ist, so gerät der in ihm enthaltene Äther in einen elektromagnetischen Schwingungszustand, infolgedessen es sphärische Lichtwellen ausstrahlt, von derselben Farbe wie die der einfallenden Welle. Im einfachsten Falle ist sein Schwingungszustand der eines elektrischen Dipols. Wir können auch sagen, das Teilchen verhält sich ähnlich wie eine selbständige Lichtquelle. Während eine solche aber nach allen Richtungen des Raumes hin Licht emittiert, ist das bei unserem Teilchen nicht der Fall. Da es nur Schwingungen parallel den Schwingungen der einfallenden Welle macht, kann es in der Richtung dieser Schwingungen kein Licht emittieren, das würde ja sonst longitudinale Schwingungen ergeben. In der Richtung senkrecht zu diesen Schwingungen sendet es dagegen die maximale Lichtintensität aus und in allen dazwischenliegenden Richtungen Intensitäten, die nach einem Kosinusquadratgesetz abnehmen.

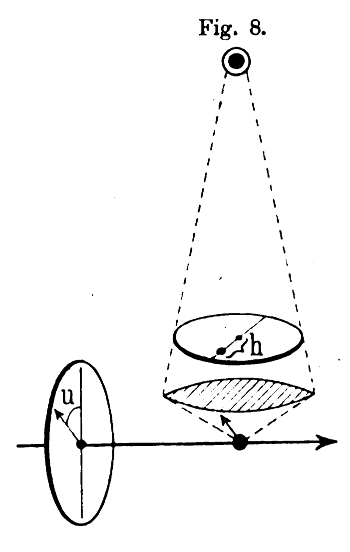
Wir setzen nun eine Anzahl solcher Teilchen voraus, die in dem vorderen aplanatischen Punkte eines Mikroskopobjektivs

liegen. Sie werden alle in der Richtung, die parallel den Schwingungen des Polarisators liegt, kein Licht emittieren. Der Deutlichkeit halber sei noch erwähnt, daß wir hier unter Schwingungen immer den FRESNELschen oder elektrischen Vektor verstehen wollen, der also senkrecht zur Polarisationsebene schwingt. Allen diesen unter sich parallelen Richtungen entspricht in der hinteren Brennebene des Mikroskopobjektivs ein bestimmter Punkt. In diesem muß dann Dunkelheit herrschen und in seiner Umgebung muß die Intensität nach obigem Gesetz zunehmen.

Zur Beleuchtung benutzt man zweckmäßig eine seitliche Anordnung nach der ursprünglichen ultramikroskopischen Methode der Abbildung eines Spaltes im Objekt. Man benutzt am besten Systeme homogener Immersion zu der Beobachtung, durch die man einen Winkelbereich, der sich im Glase von 0 bis $\pm 60^{\circ}$ ausdehnt, in der hinteren Brennebene auf einmal übersehen kann.

Zur messenden Verfolgung dieser Erscheinung benutzte ich ein Goldrubinglas, das von Herrn Dr. SCHALLER im Glaswerk von SCHOTT und Genossen in Jena hergestellt war. Dessen gelbgrünes Licht abbeugende Teilchen waren relativ groß und besaßen eine durchschnittliche Größe von 100 $\mu\mu$. Sie erteilten dem Glase bereits einen grünen Schimmer, wenn man es im auffallenden Licht vor dunklem Hintergrund betrachtete. Der Brechungsexponent des Glases für die grüne Quecksilberlinie war 1,53489. Die Anordnung der Teilchen läßt bereits die oben bei konzentrierten Au-Solen bemerkte Sortierung erkennen. Bezeichnen wir mit h (Fig. 8) den Abstand des dunkeln Fleckes von der Mitte der hinteren Brennebene in Millimetern (gemessen mit einem schwachen Hilfsmikroskop) und mit u den Winkel, den die senkrecht zur Polarisationsebene gedachte Schwingungsrichtung des Polarisators macht, der in den Strahlengang der Beleuchtung eingeschaltet war, so gibt folgende Tabelle das Resultat der Beobachtungen wieder.

Fig. 8.



u	sin u	h	h/sin u
5,7°	0,1	0,28	2,8
11,5	0,2	0,56	2,8
17,5	0,3	0,87	2,9
23,6	0,4	1,10	2.8
30,0	0,5	1,45	2,9
36,9	0,6	1,69	2,8
44,4	0,7	2,04	2,9
		Im Mittel . .	2,84

Die vertikale, also parallel zur Achse des Mikroskops liegende Schwingungsrichtung entspricht dabei dem Winkel $u = 0$. Es zeigt sich, daß der Quotient $h/\sin u$ merklich konstant ist. Dieser konstante Wert gibt aber noch Anlaß zu einer beachtenswerten Schlußfolgerung. Dividieren wir den Wert noch durch den des Brechungsexponenten des Goldrubinglases, so erhalten wir 1,85. Wir gewinnen also die Gleichung:

$$h/n \sin u = 1{,}85 \text{ mm},$$

welche unsere Beobachtungen über die Verschiebung des dunkeln Fleckes in der hinteren Brennebene des Ultramikroskops als Funktion der Drehung des Polarisators zusammenfaßt.

Der linksstehende Ausdruck ist aber die *Luftbrennweite* des Immersionsobjektivs, genau genommen allerdings nur für unendlich große Bildweite. Für die faktische Bildweite von 180 mm wäre zu $h/\sin u$ noch der Faktor k hinzuzufügen, wo $1 = k \cdot \sqrt{1 + (h/180)^2}$, um die für 180 mm Schnittweite korrigierte Äquivalentbrennweite zu erhalten. Wir können diesen Faktor hier vernachlässigen, da h klein genug bleibt. Katalogmäßig war diese Luftbrennweite zu 1,8 angegeben. Eine genaue, besondere Messung derselben lieferte 1,84. Die nahe Übereinstimmung dieser Werte bestätigt also den oben ausgesprochenen Satz, daß immer in dem Punkt der hinteren Brennebene Dunkelheit entsteht, welcher einer zu der Schwingungsrichtung im Polarisator parallelen Richtung im Fokus des Objektivs entspricht. Diese Goldteilchen verhalten sich also in der Tat wie isotrope Kügelchen, die wesentlich nur die von Mie sogenannte Rayleighsche Welle aussenden.

Es ist das besonders auffällig, denn so einfach sollten die Verhältnisse nur bei Teilchen liegen, die klein gegen die Wellenlänge

des Lichtes sind. Bei blauen Goldgläsern, sogenannten Sapphiringläsern, stellt sich die Erscheinung ebenso einfach. Der dunkle Fleck in der hinteren Brennebene bei herausgenommenem Okular ist auch hier deutlich. Jedoch bemerkt man im Bilde des Präparates an manchen Stellen, daß einzelne Teilchen einen unregelmäßigen Dichroismus zeigen. In der Brennebene kommt das infolge ihrer sehr geringen Anzahl nicht zur Geltung.

Durch ein einfaches Experiment kann man nun an vorher isotropen Goldteilchen Dichroismus, und zwar gleich geordneten Dichroismus, hervorrufen. Es ist dasselbe Druckexperiment, das ich schon beim gefärbten Steinsalz anwandte und beschrieben habe[1]). Nun kann man Goldgläser nicht hierfür genügend drücken, ohne sie zu zerdrücken. Auch ein anderer Versuch schlug fehl, der darauf hinauslief, Fäden aus geschmolzenen blauen Goldgläsern zu ziehen. Durch die innere Reibung im Glasfluß hoffte ich hierbei die Teilchen zu orientieren. Das trat aber nicht ein.

Dagegen kann man sehr leicht, ausgehend von kolloiden Goldlösungen, einen geordneten Dichroismus erzeugen. Läßt man nämlich in der oben beschriebenen Quarzkammer aus einem Tropfen kolloider Goldlösung die grünstrahlenden Teilchen durch irgend eine Manipulation (vgl. z. B. unter 9) ausfallen, so daß sie am Deckglas absorbiert liegen, ohne ihre grüne Farbe zu ändern, und drückt das Deckglas mit einem vorn flach abgerundeten Metallstab gegen den Sockel, so erscheinen plötzlich alle Teilchen, die vorher grün waren, orangefarbig bis braun. Der Farbton wird kräftiger und mehr braunrot bis braunviolett, je stärker man den Druck wirken läßt. Man darf natürlich nicht mit einem spitzen Gegenstand drücken, da dann das Deckglas leicht zerdrückt wird.

Dieselbe Erscheinung tritt auch beim Drücken von buntfarbigen Silberteilchen aus kolloidalen Lösungen ein, wenn dabei, wie vorher, die Druckrichtung parallel der Sehrichtung steht. Auch die Ag-Teilchen werden hierbei braun bis purpurfarbig.

In jener früheren Mitteilung habe ich bereits den gleichen Fall beim von Drücken mit Natrium oder mit Kalium gefärbtem

[1]) H. Siedentopf, Verh. d. D. Phys. Ges. 9, 621, 1907.

Steinsalz beschrieben, wo auch grüne Teilchen durch Druck braun wurden. Es scheint sich hier also um eine allgemeinere Erscheinung zu handeln, die die Vermutung nahe legt, daß hierbei nicht so sehr die verschiedenen optischen Konstanten der Metallteilchen eine Rolle spielen, sondern daß eine durch den Druck erzeugte *Formänderung* ausschlaggebend ist. Die Übereinstimmung dieser Farbenänderung gedrückter Gold-, Silber-, Kalium- und Natriumteilchen geht aber noch viel weiter, sie erstreckt sich auch auf die zugehörigen Polarisationszustände.

Beim gedrückten Steinsalz, das mit Na- oder K-Metall künstlich gefärbt war, ergaben sich folgende Farben und Polarisationen bei den verschiedenen gegenseitigen Stellungen der Druckrichtung zur Sehrichtung auf das einzelne ultramikroskopische Na-Teilchen. Stand die Druckrichtung senkrecht zur Mikroskopachse, so erschienen im Spaltultramikroskop bei orthogonaler Beleuchtung die Na-Teilchen grün, wenn die Polarisationsebene (P. E.) des auf das Okular gesetzten Analysators senkrecht zur Druckrichtung, und orange bis braun, wenn die P. E parallel zur Druckrichtung stand. *Lagen aber Blickrichtung und Druckrichtung parallel, so änderte sich an der braunen Farbe der Teilchen nichts beim Drehen des Analysators.*

Das folgende Schema gibt eine bequeme Übersicht über die bei den verschiedenen möglichen Kombinationen zwischen Betrachtungsrichtung, Schwingungsrichtung und Druckrichtung auftretenden Farben im durchfallenden und im auffallenden Licht.

Druckrichtung	Schwingungsrichtung	Betrachtungsrichtung	Farbe des Steinsalzes im durchfallenden Licht	Farbe der Beugungsscheibchen (im auffallenden Licht) des Na
—	—	•	Rot	Grün
—	|	•	Blau	Orangebraun
|	—	•	"	"
|	|	•	Rot	Grün
•	—	•	Blau	Orangebraun
•	|	•	"	"

Die grüne Farbe im abgebeugten bzw. die rote Farbe im durchfallenden Licht tritt also nur dann auf, wenn Schwingungs- und Druckrichtung parallel sind und zugleich senkrecht zur Be-

trachtungsrichtung liegen. Bei allen anderen Kombinationen dieser drei Richtungen erscheinen die Teilchen im Ultramikroskop orangebraun und die Farbe des durch die Teilchen gefärbten Steinsalzes im durchfallenden Licht wird blau. Bei der in dieser Arbeit beschriebenen koaxialen Beleuchtung mit dem Kardioidkondensor kann man die vier ersten Fälle der Druckrichtung obiger Tabelle in Hydrosolen nicht realisieren. Das ginge nur etwa mit gespannten Häuten.

Wir können nun ferner im Spaltultramikroskop konstatieren, daß der dunkle Fleck in der hinteren Brennebene bei den gedrückten farbigen Steinsalzen nicht auftritt, während ungedrückte ihn so wie die oben erwähnten Goldgläser zeigen. Freilich eine Helligkeitsabnahme in dem Punkte, der solchen Strahlenrichtungen entspricht, die parallel den Schwingungen des Polarisators liegen, ist wohl zu konstatieren. Diese geht aber lange nicht so weit, daß wir von einem deutlichen dunkeln Punkt reden können. Es bleibt in der betreffenden Richtung noch genug ausgestrahltes Licht übrig, das die zugehörige Stelle in der hinteren Brennebene, wenn auch mit verminderter Helligkeit, wie die Umgebung erfüllt. Diese dichroitischen Teilchen verhalten sich also, wie auch vorauszusehen war, nicht wie ein einfacher Dipol.

Nehmen wir an, daß die Teilchen durch den Druck derart ohne irgend welche elastische Nachwirkungen in ihrer äußeren Gestalt deformiert werden, daß sie in der Druckrichtung abgeplattet werden und senkrecht zur Druckrichtung eine größere Ausdehnung bekommen, so können wir uns diese gedrückten Teilchen angenähert in der Form von Rotationsellipsoiden vorstellen, mit der kurzen Achse parallel der Druckrichtung.

Wir können dann unsere Beobachtungen über die Farbe und Polarisation des an diesen hypothetischen ellipsoidischen Na-Teilchen abgebeugten Lichtes so zusammenfassen: Durch einen schief gegen die Achse des Ellipsoids einfallenden Lichtstrahl werden in den Teilchen zwei zueinander senkrechte Schwingungen erzeugt, die eine parallel der kurzen Achse und die andere in einer dazu senkrechten Ebene in der Richtung, auf die sich der einfallende Strahl projiziert. Dabei strahlen die parallel der kurzen Achse des Teilchens liegenden Schwingungen grünes Licht (kürzere Wellenlängen) und die dazu senkrecht in der

größten Flächenausdehnung des Teilchens liegenden Schwingungen orangerotes Licht (längere Wellenlängen) aus.

Daraus erklären sich auch die Farben und Polarisationen, die wir an solchen gefärbten Steinsalzstücken im durchfallenden Licht betrachten; schauen wir *senkrecht zur Druckrichtung* gegen hellen Hintergrund hindurch, so erscheint dasselbe rot, wenn der Analysator oder der Polarisator nur solche Schwingungen durchläßt, die parallel der kurzen Achse der Teilchen liegen. Die grünen Farben werden hierbei durch Absorption und Strahlung der Teilchen fehlen. Das Stück erscheint bei derselben Betrachtung blau, wenn die Polarisationsebene des Analysators parallel zur Druckrichtung liegt, also nur solche Schwingungen durchtreten, die parallel zur Längserstreckung der Teilchen liegen. Schauen wir aber *parallel zur Druckrichtung* durch ein solches Präparat, so bekommen wir bei jeder Stellung des Nicols die blaue Farbe, denn die Schwingungen im Teilchen können jetzt nur nach der Längserstreckung desselben erfolgen, nämlich senkrecht zur Achse des abgeplatteten Rotationsellipsoids.

Ganz genau so dichroitisch, wie die Na- und K-Teilchen verhalten sich nun die gedrückten Ag- und Au-Teilchen auch im durchfallenden Licht, wie ich an Niederschlägen derselben auf Glas leicht konstatieren konnte. Die Druckrichtung stand senkrecht zur Glasfläche. Zwar konnte ich nicht ganz genau senkrecht gegen die Druckrichtung schauen, dann wurde die Schicht zu dünn zum Beobachten. Aber bei streifender Durchsicht erscheinen genau dieselben Polarisationsverhältnisse wie in den gedrückten künstlich gefärbten Steinsalzstücken. Beim Einkochen konzentrierter Au-Lösungen erhält man am Rande oder am Boden des Glasgefäßes genau so dichroitische Niederschläge. Hier vertritt die normal zur Glasfläche wirkende Adhäsion den Druck. Während des Aufsteigens der Dämpfe merkt man auch den Farbenumschlag: Blau trocken, Rot naß in der Durchsicht.

Ich beabsichtige in einer demnächst folgenden Mitteilung ausführlicher die Bedingungen anzugeben, die derartige dichroitische Silber- und Goldschichten herzustellen gestatten. An dieser Stelle möchte ich aber noch eine sich aus dem Vorstehenden ergebende Erklärung für die Farbenänderung der Goldgelatineschichten geben, wofür Kirchner und Zsigmondy Abstandsänderung

in den Teilchen vermuteten. Diese Häute werden bekanntlich in der Durchsicht rot beim Aufquellen und blau beim Eintrocknen. Nun entstehen bei der eintrocknenden Gelatine sehr beträchtliche Drucke senkrecht zur Oberfläche. Es liegt daher nahe anzunehmen, daß hierdurch die vorher annähernd kugeligen Teilchen plattgedrückt werden. Wir schauen dann bei den Präparaten parallel zur Druckrichtung hindurch. Polarisation ist nach dem Folgenden nur bei streifender Durchsicht wahrnehmbar und daher jenen Autoren entgangen, und die Farbe ist entsprechend blau. Bei *streifender Durchsicht* fand ich nämlich ebenfalls einen solchen Dichroismus in Goldgelatinehäuten, wie er unseren obigen Darlegungen entspricht. Die Schicht erscheint blau, wenn der Analysator Schwingungen parallel zur Platte durchläßt, und rot, wenn er Schwingungen senkrecht zur Platte, also parallel zur kurzen Achse der hypothetischen Ellipsoidteilchen liefert. Die Entstehung der roten Farbe beim Aufquellen müßte dann so zustande kommen, daß die Wasser imbibierenden Schichten aufquellen und die Teilchen wegen der beiderseitigen Adhäsion an Gelatineflächen wieder gezwungen werden, nahezu sphärische Gestalt anzunehmen. Da dieser sphärischen Gestalt Absorption für Grün entspricht, kommt im senkrecht wie auch im streifend durchfallenden Licht die rote Farbe zustande.

Hierher gehören noch weitere Beobachtungen an Ramiefasern, die nach AMBRONN [1]) mit Gold oder Silber gefärbt sind. Zur Untersuchung bei Dunkelfeldbeleuchtung benutzte ich ebenfalls den Kardioidkondensor mit obigen Nebenapparaten. Da die Fasern aber für meine Kammern etwas zu dick waren, bettete ich sie einfach mit Balsam zwischen sorgfältig gereinigte Objektträger und Deckgläser ein. Man kann dann leicht konstatieren, daß die Farben des abgebeugten Lichtes ganz verschieden sind von denen, welche die gefärbten Fasern im durchfallenden Licht zeigen, und zwar sind sie diesen bei gleicher Polarisation nahezu komplementär.

Nachfolgende Tabelle gibt eine Übersicht über die Verhältnisse.

---

[1]) H. AMBRONN, Ber. math. Kl. sächs. Ges. Wiss., Leipzig, vom 7. Dezember 1896.

Metall	Polarisationsebene des Analysators gegen die Faserachse	Farbe im durchfallenden Licht	Farbe der Faser im abgebeugten Licht
Gold	⊥	Grünlichblau	Braunrot
Gold	‖	schwach Rosa	Blaugrün
Silber	⊥	Stahlblau	Gelbgrün
Silber	‖	Gelblich	Violettblau

Bemerkenswert ist, daß man die Beugungsscheibchen ganz dicht gepackt sieht, aber keine gleichförmige Beleuchtung. Daraus ist schon zu schließen, daß der Abstand der Farbpartikelchen sehr nahe der Auflösungsgrenze des Objektivs liegen wird. An manchen Stellen sieht man direkt auch vereinzelte Beugungsscheibchen von Au oder Ag in der Faser, die den gleichen Dichroismus wie die ganze Faser besitzen. Die Erscheinungen ändern sich nicht, wenn wir die Fasern um ihre Längsachse drehen. Wenn wir die oben gebildete Vorstellung über die Schwingungen abgeplatteter Ellipsoide auf verlängerte Rotationsellipsoide, also in natura etwa auf nadelförmige Gebilde übertragen, so würden wir anzunehmen haben, daß das Licht parallel ihrer Längserstreckung so schwingt, daß die längeren Wellen ausgestrahlt werden, daß dagegen die quer zur Nadel stehenden Schwingungen die kürzeren Wellen ausstrahlen.

Setzen wir hypothetisch solche submikroskopischen Metallnadeln in den oben besprochenen gefärbten Fasern nach Ambronn voraus, so würden wir die Nadeln als parallel zur Faserrichtung gestellt anzunehmen haben, um im Einklang mit den obigen Polarisationsbeobachtungen zu bleiben.

Diese Beobachtungen zeigen, daß es für die weitere Behandlung der Frage nach der Farbe dieser kleinen Metallteilchen unerläßlich bleibt, die sonst ausgezeichnete Miesche Theorie zu erweitern und sie zunächst auf Rotationsellipsoide und dann auf dreiachsige Ellipsoide auszudehnen [1]). Es erscheint mir nicht ausgeschlossen, daß bei dieser Untersuchung auch für die Grundlagen der Kristalloptik ein fundamentaler Vorteil herausspringt, was ich hier aber nur andeuten kann. Des weiteren wäre

[1]) Vgl. hierzu O. Wiener, Phys. ZS. 5, 332, 1904 und A. Lampa, Wien. Sitzungsber. **104** [2a], 681, 1895 und **111** [2a], 982, 1902.

es notwendig, die Resultate einer solchen Theorie außer auf Gold auch auf Silber und Natrium, vielleicht auch auf andere Metalle und färbende Oxyde unter Zugrundelegung von möglichst genau bestimmten optischen Konstanten auszudehnen. Die Untersuchung färbender Oxyde ist deshalb wichtig, weil auch bei ihnen als Färbursache das Metall in kolloider Zerteilung vermutet werden kann.

Wenn eine solche Theorie das ergibt, was ich erwarte, würden auch die allotropen Metallmodifikationen uns verständlicher werden; das gilt besonders von der polychromen Natur, z. B. von Gold, Silber, Natrium, Kalium und anderen Metallen.

10. Anwendung des Kardioidultramikroskopes zum Studium mikrochemischer Reaktionen.

Das oben beschriebene neue Kardioidultramikroskop ist weiterhin auch zum Studium von Reaktionen nicht ungeeignet. Zu diesem Zweck empfiehlt es sich, dieselben dicken Deckgläser wie unter 5. beschrieben zu benutzen, aber mit zwei Durchbohrungen von etwa 1 mm lichter Weite in etwa 8 mm Abstand. Durch die eine der Durchbohrungen kann man leicht Flüssigkeiten einsaugen und durch die andere wieder absaugen. So kann man z. B. zuerst eine kolloide rote Goldlösung einsaugen und sieht dann sofort das bekannte ultramikroskopische Bild der tanzenden grünen Goldteilchen. Freilich bleibt infolge der offenen Löcher eine kleine Strömung unvermeidlich, man findet aber in der Senkrechten, welche die Verbindungslinie der Löcher halbiert, Punkte, in denen diese Strömung nahezu verschwindend ist. Durch geringfügiges Nachführen des Tisches kann man leicht die einzelnen Teilchen verfolgen. Saugt man nun durch das andere Loch etwas verdünnte Salz- oder Säurelösung nach, so kann man deren Fällungswirkung sowie das Vorschreiten der Reaktion beobachten.

Bei bestimmter schwacher Konzentration der Säurelösung gelingt es z. B., zwei Phasen des Umwandlungsvorganges einer roten Goldlösung zu einer blauen zu trennen. Zuerst fliegen die Teilchen blitzschnell gegen die Wände der Kammer, also gegen das Deckglas und den Objektträger. *Die vorher grünen Teilchen*

bleiben dabei grün; es tritt also kein Zusammentreten der Goldteilchen und damit keine Farbenänderung ein. Aber am Rande der Kammer, wo in der dickeren Flüssigkeitsschicht das Ausfallen gegen die Wände nicht so leicht ist, sieht man jetzt lauter gelbbraune leuchtende Teilchen in erheblich geringerer Anzahl als früher die grünen Goldteilchen. Statt gegen die Wände sind hier also die Teilchen gegeneinander gezogen. Das Ganze erweckt den Anschein, als ob zuerst eine Entladung der Teilchen eintritt, wonach dann sofort ein Zusammentreten folgen kann.

Ich erwähne hier eine Beobachtung, die sich auch den früheren Bemerkungen über Dichroismus anreiht. Verfolgt man, wie einzelne grüne Goldteilchen vom Deckglas adsorbiert werden, mit auf dem Okular aufgesetztem Analysator, so sieht man oft, daß dasselbe Teilchen, während es noch nicht ganz adsorbiert ist, etwas an derselben Stelle der Wand hin und her zappelt und dabei seine Farbe zwischen Grün und Orangerot plötzlich ändert. Hier ist die Vermutung naheliegend, daß es sich in solchen Fällen um nadel- oder blättchenförmige Teilchen im Sinne des oben darüber Vorgetragenen handelt. Steht die Nadel parallel zur Mikroskopachse, so können nur Schwingungen nach der kurzen Ausdehnung derselben sich parallel der Mikroskopachse fortpflanzen, es entsteht die grüne Farbe. Dreht sich die Nadel so, daß sie etwa senkrecht zur Mikroskopachse steht, so können zwei Farben wirksam werden, je nachdem der Analysator Schwingungen parallel oder senkrecht zur Nadel durchtreten läßt.

11. Lichtreaktionen im Kardioidultramikroskop.

Ein weites Untersuchungsfeld für die Benutzung dieses neuen Ultramikroskops eröffnete sich, seitdem ich feststellen konnte, daß die Helligkeit in seinem Fokus bereits so bedeutend ist, daß ich bei fast allen anorganischen und organischen Präparaten direkt durch diese Beleuchtung eine photochemische Änderung erhielt. Dadurch wird mit einem Schlage die Leistung des Apparates viel weitergehend. War bisher das Ultramikroskop wesentlich dazu da, etwa die einzelnen Teilchen in festen und flüssigen kolloiden Lösungen sichtbar zu machen, so erhebt es sich jetzt zu höherer Bedeutung, nachdem wir in seinem Fokus eine schier

unendliche Zahl von wichtigen und zumeist noch unbekannten Lichtreaktionen sich abspielen sehen, von denen man sonst wohl noch nicht hätte hoffen dürfen, daß wir sie so bequem mit dem bewaffneten Auge würden verfolgen können.

Gegenüber der Fülle von Fragen, die bei diesen Experimenten neu auftauchen, bin ich zurzeit außerstande, eine allseitig befriedigende Erklärung der zu beobachtenden Erscheinungen zu geben. Ich muß mich hier darauf beschränken, einige wenige typische Fälle herauszugreifen, die übrigens schon genug des Lehrreichen bieten.

a) Betrachten wir zuerst im Fokus unseres neuen Ultramikroskops eine kolloide Goldlösung, die nach der „Formol“-Methode Zsigmondys reduziert ist. Die Lösungen zeigen eine mittlere Teilchengröße von etwa 40 $\mu\mu$ in sehr gleichmäßiger grüner Farbe der Teilchen. Die Brownsche Bewegung der Teilchen ist nicht allzu heftig. Setzen wir diese Lösung nun etwa eine Viertelstunde der Wirkung dieser Beleuchtung aus, Gleichstrom-Bogenlicht als Lichtquelle natürlich hier wie immer im folgenden vorausgesetzt, so spielen sich während dieser Zeit folgende Veränderungen im beleuchteten Sehfeld, und nur hier, ab. Ein Teil der Teilchen fällt aus und bleibt fest adsorbiert an den Wänden der Quarzkammer. Diese Adsorption würde, wenn auch vielleicht nicht so umfangreich, ohne Beleuchtung eintreten. Der Einfluß der Beleuchtung zeigt sich nun aber darin, daß diese adsorbierten Goldteilchen anfangen, allmählich mehr und mehr ihre grüne Farbe zu verlieren und weißlich zu werden; dabei nehmen sie an Helligkeit, also vermutlich auch an Masse zu. Bei längerem Zuschauen entdeckt man, daß auch die Teilchen der Lösung, die innerhalb des Sehfeldes in unaufhörlicher Molekularbewegung tanzen, das gleiche Phänomen zeigen, auch sie blassen ab, werden weißlich und nehmen an Helligkeit zu. Schließlich sind in dem beleuchteten Sehfeld nur noch weiße Teilchen zum größeren Teil adsorbiert, zum Teil noch in Lösung.

Daß es sich hierbei um die Wirkung des Lichtes handelt, erkennen wir sofort daran, daß im blauen Licht die Erscheinung so vor sich geht wie im weißen, daß sie dagegen im roten Licht vollkommen ausbleibt. Ferner erkennen wir durch Verschieben der Präparate, daß an den unbelichteten Stellen die Goldteilchen

unverändert grün geblieben sind; nur in unmittelbarer Nähe des scharf umrandeten beleuchteten Sehfeldes findet man weißliche Teilchen, die infolge ihrer BROWNschen Molekularbewegung bereits etwas ausgewandert sind.

Das Weißwerden der grünen Goldteilchen wird natürlich verhindert, wenn Strömungen im Präparat während der Beobachtungszeit auftreten, oder wenn die Teilchen so klein sind, daß sie infolge zu lebhafter Molekularbewegung nicht lange genug im Sehfelde bleiben. So gelingt es nicht, diese Erscheinung mit nahezu amikroskopischer Au-Keimlösung zu erzielen, die nach der ZSIGMONDYschen „Phosphormethode" hergestellt ist. Strömungen kommen gelegentlich vor, wenn man den Anschraubring des Kammerhalters zu stark angezogen hat, wie bereits oben erwähnt; im Laufe der Zeit gleichen sich nämlich die dadurch im Halter entstandenen mechanischen Spannungen ruckweise etwas aus, wodurch die plötzlichen Bewegungen in der ganzen Flüssigkeitsschicht entstehen.

Wiederholt man das „Ausbleichen" der Goldteilchen an anderen Stellen des Präparates, so tritt stets die gleiche Wirkung ein. Überläßt man die weißen Teilchen sich selbst im Dunkeln, so tritt auch nach 24 Stunden keine weitere Änderung mit ihnen ein. Die Umwandlung geht also nicht zurück.

Die weißen Teilchen sind niemals in den Ausgangslösungen zu beobachten. Sie sind auch noch nicht vorhanden, wenn man die Lösung in der oben beschriebenen Kammer mit zwei Durchbohrungen im Deckglas vor den Augen des Beobachters sich bilden läßt. Nach längerer Beleuchtung derart reduzierter Lösungen wandeln sich die grünen Goldteilchen in weiße um. Die Umwandlung entsteht auch in kolloiden Goldlösungen, und viel schneller noch in kolloiden Platinlösungen, die nach BREDIG durch elektrische Zerstäubung hergestellt sind.

Da in keinem dieser Fälle in den Ausgangsmaterialien, noch während der Reduktion diese weißen Teilchen nachgewiesen waren, diese vielmehr erst während der Belichtung aus den grünen Goldteilchen selbst während der Beobachtung entstanden, können wir nicht annehmen, daß etwa das Gold in amikroskopischer Form zerstäubt sei und ein „weißer Kern" übrig geblieben sei. Wo sollte ein solcher Kern auch z. B. bei den durch elektrische Zer-

stäubung hergestellten Lösungen herkommen? Es bleibt uns nur noch die Vermutung, daß es sich um Entstehung einer Goldverbindung, etwa eines Oxyds handelt.

Diese Vermutung erhält eine Stütze durch die von THIELE [1]) und von KERNBAUM [2]) nachgewiesene Bildung von Wasserstoffsuperoxyd aus Wasser bei Bestrahlung mit ultraviolettem Licht. Wenn wir auch nicht mit ultraviolettem Licht beleuchten, so steht uns in unserem Apparat eine ganz ungleich viel intensivere Beleuchtung mit sichtbarem Licht zur Verfügung, außerdem kann uns ja prinzipiell der mikroskopische Befund außerordentlich viel kleinere Mengen nachweisen, als das der chemischen Analyse gelingt.

b) Bringen wir in den Fokus eine verdünnte Lösung von Eosin, so sehen wir eine leuchtend grüne Farbe (Fluoreszenzlicht) das ganze beleuchtete Sehfeld durchziehen, ohne daß einzelne Teilchen erkennbar wären. Diese verschwindet aber im Nu durch den Einfluß der Belichtung. Das Eosin ist im Sehfeld ausgeblichen. An anderen Stellen des Präparates können wir leicht beliebig oft dasselbe Experiment wiederholen. Bei rotem Licht bleibt die Erscheinung aus. Sie spielt sich ebenfalls nur innerhalb des beleuchteten Sehfeldes ab.

c) Eine nach dem Spaltultramikroskop amikroskopische kolloide Lösung von Berlinerblau, die ich Herrn W. BILTZ-Clausthal verdanke, zeigte ein anderes Verhalten. Bei Prüfung mit dem Kardioidultramikroskop bildeten sich nach wenigen Augenblicken erst wenige, dann viele winzige schwach weißlich leuchtende Teilchen mit lebhaften tanzenden Bewegungen. Sie wuchsen bald an Helligkeit und nahmen an Zahl ab. Ihre Molekularbewegung verminderte sich dann zusehends und alsbald traten mehrere Teilchen zu Flocken zusammen und die ganze Masse fiel adsorbiert gegen die Kammerwände. Die Erscheinung spielt sich in etwa fünf Minuten ab, ist also bequem zu verfolgen.

Sie bleibt aus im roten Licht, findet im blauen wie im weißen Licht statt und spielt sich wiederum nur in dem scharf begrenzten Sehfelde ab, soweit dasselbe beleuchtet ist.

Die entstehenden weißen Teilchen können nicht die Farbteilchen des Berlinerblau sein. Dann müßten sie die Farbe

---

[1]) H. THIELE, Chem. Zentralbl. 1908, S. 508.

[2]) M. KERNBAUM, C. R. 149, 273, 1909.

zeigen, welche die Lösung absorbiert, also etwa orangebraun sein. Überläßt man die Teilchen sich selbst im Dunkeln, so findet man, daß nach 24 Stunden die Teilchen sich orangebraun angefärbt haben. Sie haben vermutlich als Adsorptionszentren für die sonst unsichtbaren Teilchen dieser kolloiden Lösung von Berlinerblau gewirkt.

d) Noch merkwürdigere Erscheinungen zeigt eine verdünnte ($^1/_4$ promill.) wässerige Lösung von Benzopurpurin. Entnimmt man derselben eine Probe mit der Platinöse und fertigt das Präparat nach obiger Vorschrift an, so findet man bei Betrachtung unter dem Kardioidultramikroskop mit 1500 facher Vergrößerung, daß sich vereinzelt im Sehfeld grüne Fäden von 1 bis 2 μ und mehr Länge finden. Diese zerfliegen bei Belichtung sofort in zahllose kleine farblose Kügelchen, die schnell kleiner und kleiner werden, um darauf ganz zu verschwinden. Oft bleibt bei größeren Fädchen ein weißliches Gerüst von kleinerer Ausdehnung zurück, das sich im Licht nicht weiter verändert. Im Dunkeln färben diese weißlichen Reste sich wieder grün an, wobei sie sich meistens merklich verlängern. Diese grünen Neubildungen von Benzopurpurin sind in mancher Beziehung flüssigen Kristallen ähnlich. Sie zerstäuben bei neuer Belichtung sofort wieder. Die Erscheinung tritt ebenfalls nur im intensiv beleuchteten Sehfelde auf und nicht bei rotem Licht.

In älteren konzentrierteren und schon etwas trüben ($^1/_4$ proz.) wässerigen Lösungen von Benzopurpurin fanden sich zahllose sehr viel längere wirr durcheinander geschlungene grüne Fädchen vor, die das ganze Sehfeld erfüllten. Unter dem Einfluß der Belichtung im Fokus des Kardioidultramikroskops schrumpfen diese Fädchen schnell zusammen, wobei sie sich in regelmäßigen Spiralen (links und rechts) aufwinden. Die Windungen rücken enger und werden zusehends dünner, zerteilen sich in viele kleine Kügelchen, die alsbald unter dem Einfluß des Lichtes ganz verschwinden. So bleibt nach einer Minute von dem ganzen ursprünglichen Bilde nichts mehr übrig.

Diese grünen Benzopurpurinfädchen senden übrigens linear polarisiertes Licht aus, dessen Schwingungen senkrecht zur Fadenachse liegen.

e) Nach diesen Beobachtungen lag es nahe, die lichtempfindlichen Halogensilbersalze auf ihr Verhalten im Fokus des Kar-

dioidultramikroskops zu untersuchen. Wenn das Licht Wasser zersetzt, dann müssen auch diese zerlegt werden und die Bildung der bekannten farbigen kolloiden Silberteilchen muß sich vor unseren Augen vollziehen. Das ist nun in der Tat der Fall.

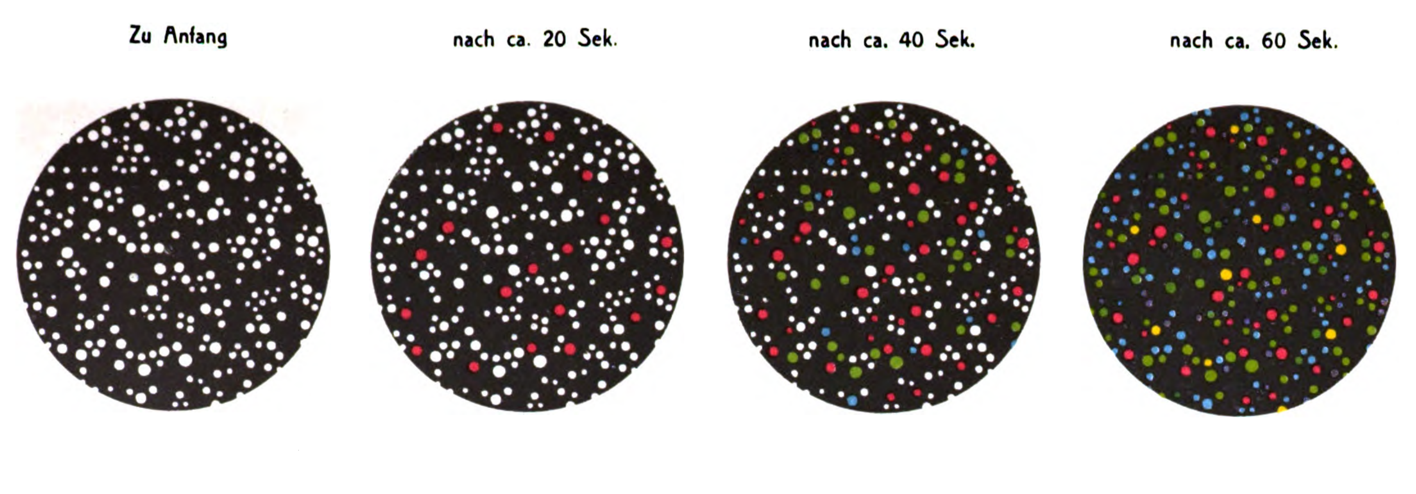
Man reduziert an einer nicht zu hellen Stelle eine verdünnte wässerige Lösung von Silbernitrat durch eine ebenfalls verdünnte wässerige Lösung von Bromkalium bei Gegenwart von nur so wenig Gelatine, daß das Ganze noch flüssig bleibt. Die Gelatine dient u. a. dazu, die innere Reibung in der Lösung so weit zu erhöhen, daß die BROWNsche Molekularbewegung für die nachfolgenden Beobachtungen in passender Weise verkleinert wird.

Im ultramikroskopischen Bilde bemerken wir viele kleine weißliche Teilchen, die in mäßiger mehr oszillatorischer Molekularbewegung sind. Farbige Teilchen sind zunächst nicht darunter. Nach wenigen Sekunden bilden sich aber vereinzelt bunte Teilchen und zwar zuerst rote und gelbe, dann viele grüne. Diese nehmen an Zahl zu und man bemerkt auch, daß manchmal dasselbe Teilchen nicht dauernd seine Farbe beibehält, sondern diese innerhalb weniger Sekunden noch ändert. Dabei nimmt auch die Helligkeit der Teilchen zu. Schließlich bilden sich sehr viele blauviolette Teilchen (siehe Tafel). Von den anfänglich vorhanden gewesenen weißlichen Teilchen ist nichts mehr übrig geblieben. Sie sind durch das Licht quantitativ in polychrome Teilchen verwandelt. Der Vorgang spielt sich in weniger als einer Minute ab. Das neue Bild hat eine verblüffende, natürlich nur äußere, Ähnlichkeit mit den Strukturbildern einer Autochromplatte nach LUMIÈRE. Es dominieren violette, grüne und rote Teilchen. Freilich sind auch manche Teilchen mit anderer Farbe dazwischen.

Der Vorgang spielt sich wieder nur in dem scharf umgrenzten Sehfelde ab, soweit es belichtet ist, wie wir durch Verschieben des Präparates leicht konstatieren. Über die Abhängigkeit der Farbe der Teilchen von der Farbe der Beleuchtung werde ich demnächst berichten. Die blauvioletten Teilchen bilden sich um so mehr, je verdünnter die Lösung ist. In konzentrierteren Lösungen oder bei Überschuß von Silber bilden sich keine blauvioletten, sondern vorwiegend nur rote und gelbe Teilchen. Das gleiche ist der Fall, je länger man die Suspension stehen läßt. Dabei steigt die Umwandlungsgeschwindigkeit. In gereifter

Licht-Reaktionen im Kardioid-Ultramikroskop

(schematisiert)



Reduktion von weissem Bromsilber zu polychromen Silberteilchen

Das Lösungsmittel, Wasser mit wenig Gelatine versetzt, bleibt unsichtbar.

In stark verdünnten Lösungen bilden sich vorwiegend blauviolette, in konzentrierteren Lösungen vorwiegend rote Teilchen. Die Umwandlungsgeschwindigkeit steigt mit dem Alter der Bromsilberzerteilung. Nach mehreren Minuten bleichen die polychromen Silberteilchen, vermutlich infolge von Oxydation, aus.

Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft. 12. Jahrg. 1910. Nr. 1. Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Emulsion ist das Korn einige μ groß. Die blendend weißen Teilchen werden im Fokus nicht bunt, wohl aber bekommen sie eine rauhe Oberfläche mit Ausstrahlungen. Setzt man die Bestrahlung nach Ausscheidung der polychromen Teilchen weiter fort, so blassen sie allmählich ab, wie oben die Au- und die Pt-Teilchen. Hierbei zeigt sich die Tendenz, kenntlich an der vermehrten BROWNschen Bewegung, die Teilchen und Flocken zu peptisieren. Die Teilchen werden beim „Ausbleichen“ nicht so hellweiß, sondern behalten einen weiß-gelblichen Farbton; von der vorhergehenden Polychromie ist nichts mehr zu sehen. Auch hier ist Oxydation zu vermuten.

Im Dunkeln bleiben die bunten Teilchen auch nach 24 Stunden unverändert.

Zusatz von Entwickelungsflüssigkeit zu einer nur schwach belichteten Brom- oder Chlorsilbersuspension ruft ebenfalls quantitativ die bunten Farben hervor. Überschuß von Bromkali verzögert den Vorgang.

Die Zersetzung von Chlorsilbergelatinesuspension durch Licht liefert im wesentlichen dasselbe Bild, nur sind etwas mehr grüne und gelbe Teilchen zu sehen. Das ganze Bild ist noch bunter. Die Reaktion geht schneller, als mit Bromsilber vor sich. Mit Jodsilber konnte ich bunte Teilchen nicht erhalten.

Die Vermutung liegt nahe, daß das freigewordene Halogen sich mit dem Wasserstoff bindet, der bei der oben angenommenen Wasserstoffsuperoxydbildung frei werden muß, oder aber, wir müssen eine einfache Wasserzersetzung annehmen.

Das polychrome Endprodukt stellt sicher metallisches Silber dar, da graue kolloide Silberlösungen nach CAREY LEA, BREDIG usw. dasselbe Bild zeigen. Freilich versteht man unter metallischem Silber sogenanntes „graues“ Silber. Vom Standpunkt der Ultramikroskopie muß aber darauf hingewiesen werden, daß eine graue Farbe auch stets zustande kommt, wenn ein Gemisch vieler sehr kleiner violetter, grüner und roter sowie noch blauer und gelber Teilchen vorliegt. Erst wenn besondere Reduktionsprozesse gewisse Teilchengrößen und Formen im Sinne meiner oben auseinandergesetzten Annahme über die Beziehungen zwischen Form und Farbe der Teilchen bei der Entstehung bevorzugen, können statt der grauen die bekannten farbigen Silbersorten entstehen.

Auch kolloide Silberlösungen sehen meist schmutziggrau aus und lassen die Farbenpracht nicht ahnen, die das ultramikroskopische Bild enthüllt. Die genauere Erklärung der Polychromie des Silbers ist, wie ebenfalls oben näher auseinandergesetzt wurde, von der Anwendung und Erweiterung der Mieschen Theorie auf Silberteilchen zu erwarten.

Durch den Nachweis dieser punktweisen Zersetzung, trotzdem alle Teilchen gleich bestrahlt sind, bekommen wir eine Erklärung für die wechselnden relativen Mengen von Silber und Halogen, die in belichteten Schichten gefunden werden.

12. Zusammenfassung.

a) Der erste Teil dieser Arbeit enthält die Beschreibung eines neuen lichtstarken Ultramikroskops und dessen Handhabung. Der Apparat weist eine viel einfachere Zusammensetzung auf als die ersten Ultramikroskope. Zur Erzielung einer allseitigen Dunkelfeldbeleuchtung dienen zwei Dunkelfeldkondensoren, der Paraboloidkondensor oder der Kardioidkondensor. Die Eigenschaft der aplanatischen Strahlenvereinigung des letzteren konnte aus einer bisher unbekannten Eigenschaft der Kardioide abgeleitet werden. Die Leistungsfähigkeit der Einrichtung beruht ferner auf der Anwendung besonderer Quarzkammern und neuer Objektive. Sie wird von Zeiss in Jena geliefert und unter meiner besonderen Kontrolle hergestellt.

b) Darauf folgt eine Mitteilung neuer Beobachtungen über Brownsche Molekularbewegung, die mit diesem Apparat angestellt wurden. Es ergab sich bei kleinen Teilchen und verdünnten Lösungen das Überwiegen des translatorischen Charakters und das Überwiegen der oszillatorischen Bewegung bei gröberen und konzentrierten Lösungen. Letztere zeigen das Phänomen der „dunkeln Räume“. Die Beobachtung zeigt alle Übergänge bis zur Ausflockung.

c) Andere Beobachtungen befaßten sich mit der Gestalt ultramikroskopischer Metallteilchen. Durch eine besondere Messungsmethode wurde die optisch-isotrope Natur der rot und der blau färbenden Au-Teilchen dargetan und ferner eine neue einfache Methode angegeben, bei Gold- und Silberteilchen geordneten Dichroismus durch Druck künstlich hervorzurufen. Der Dichroismus



in Silber- und Goldgelatinehäuten konnte mit dem Dichroismus von gedrücktem farbigen Steinsalz und mit dem Verhalten gedrückter Ag- und Au-Teilchen sowohl im durchfallenden wie im abgebeugten Licht in nahen Zusammenhang gebracht werden. Daraus ergab sich der Wunsch nach einer Erweiterung der ausgezeichneten MIEschen Theorie auf Ellipsoide.

d) Eine dritte Serie von Beobachtungen erstreckt sich auf mikrochemische Reaktionen. Es konnten zwei Stadien der Umwandlung einer roten zu einer blauen kolloiden Goldlösung unterschieden werden, ein plötzliches Auftreten einer Adsorptionswirkung und hierauf das Zusammentreten der einzelnen Teilchen.

e) Die Lichtstärke des neuen Ultramikroskops offenbart eine Unzahl von zumeist noch unbekannten Lichtreaktionen, die sich im Fokus abspielen. Sie verlaufen bald als Reduktion, bald als Oxydation und legen die Vermutung einer punktweisen Zersetzung des Wassers usw. durch das Licht nahe. Als Oxydation wurde das Ausbleichen der kolloiden Au-, Ag- und Pt-Teilchen gedeutet, als Reduktion die Ausflockung einer kristalloiden Lösung von Kaliumbichromat. Das plötzliche Ausbleichen von grün abbeugendem Eosin und die Ausflockung weißlicher Teilchen aus Berlinerblau ließ Zersetzung dieser Substanzen durch das Licht vermuten. Benzopurpurin zeigte Zerstäubung durch das Licht und ferner Bildungen, die den flüssigen Kristallen ähnlich sind.

Von besonderem Interesse für die Theorie des photographischen Vorganges ist es, daß der Apparat die Möglichkeit gewährt, die photochemische Zersetzung von Halogensilber bei hoher Vergrößerung zu verfolgen. Sie setzt an diskreten Punkten ein, liefert zuerst vereinzelt rote und gelbe, dann viele grüne Teilchen und schließlich blauviolette Silberteilchen[1]). Die Umwandlung durch das Licht geht quantitativ vor sich; aber die Umwandlung in einem bestimmten Punkt scheint die Umwandlung im Nachbarpunkt, der nur 0,3 μ entfernt liegt, zeitlich nicht zu beeinflussen.

Das letzte Experiment eignet sich wegen seiner Einfachheit zu wirksamen Demonstrationen über ultramikroskopische Vorgänge.

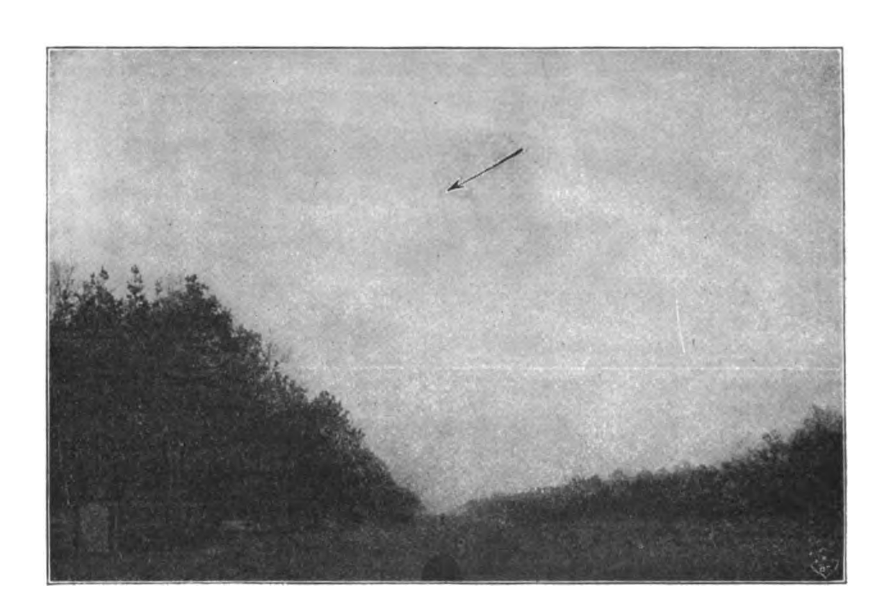
---

[1]) Vgl. hierzu O. WIENER, Wied. Ann. 55, 242, 1895.

Jena, Weihnachten 1909.

Berichtigung.

Die Figur (diese Verh. 11, 441, 1909) zur Arbeit: Neue photographische Wiedergaben der Geschoßbahnen, von F. Neesen, ist durch die untenstehende zu ersetzen.



Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

12. Jahrg. 30. Januar 1910. Nr. 2.

Sitzung vom 7. Januar 1910.

Vorsitzender: Hr. H. Rubens.

Hr. **H. Siedentopf** berichtet:

Über einen neuen Fortschritt in der Ultramikroskopie.

Die Mitteilung ist schon in Nr. 1 dieser Verhandlungen, S. 6 bis 47, abgedruckt.

Hr. **Karl Scheel** legt eine zweite Mitteilung von Hrn. **S. Tereschin**

Über die Beziehung zwischen Dichte und Dissoziationsgrad wässeriger Salzlösungen

zur Veröffentlichung in den Verhandlungen der Gesellschaft vor.

Als Mitglied wurde in die Gesellschaft aufgenommen:
Hr. O. Reinkober, Charlottenburg 2, Knesebeckstraße 5.

Über die Beziehung zwischen Dichte und Dissoziationsgrad wässeriger Salzlösungen;

von S. Tereschin.

(Zweite Mitteilung.)

(Vorgelegt in der Sitzung vom 7. Januar 1910.)

(Vgl. oben S. 49.)

In dieser Zeitschrift[1]) veröffentlichte ich im vorigen Jahre eine einfache Ableitung der von Herrn ADOLF HEYDWEILLER aufgestellten[2]) bemerkenswerten Beziehung zwischen Dichte und Dissoziationsgrad wässeriger Salzlösungen. Die Ableitung stützte sich auf die Hypothese von der Existenz von Hüllen, die jedes Ion und jedes undissoziierte Molekül einschließen und aus dem Lösungsmittel von veränderter Dichte bestehen sollen; sie führte unter anderem zu dem Ergebnisse, daß eine von den Konstanten (die Konstante A_s) der HEYDWEILLERschen Formel sich additiv aus zwei Moduln zusammensetzt; jeder von diesen kommt nur einem der Ionen zu und ist von der Natur des anderen unabhängig. In meiner damaligen Mitteilung habe ich die aus HEYDWEILLERschen Daten berechneten Moduln in einer Tabelle zusammengestellt. Nun kommt Herr HEYDWEILLER in einer umfassenden Abhandlung[3]) auf diese Frage wieder zurück. Das neue in mancher Hinsicht erweiterte, aus revidierten Beobachtungen gesammelte Material gibt mir Anlaß auf einige Gesetzmäßigkeiten, welchen die Densitätsmoduln untergeordnet zu sein scheinen, an dieser Stelle hinzuweisen.

Vor allem ist es zu bemerken, daß die Moduln der Elementarionen sich nach den Gruppen des MENDELEJEFFschen

---

[1]) Verh. d. D. Phys. Ges. 11, 211, 1909.
[2]) Ebenda, 11, 37, 1909.
[3]) Ann. d. Phys. (4) 30, 873, 1909.

Systems gesetzmäßig ordnen lassen, wie das aus der folgenden Tabelle ersichtlich ist. Die Moduln (fettgedruckt) sind der zweiten von den zitierten Abhandlungen von Herrn Heydweiller entnommen und mit den Atomgewichten (gewöhnliche Schrift) der betreffenden Ionen zusammengestellt.

Mendelejeffsche Gruppe:

I	II	VII
Li **−0,31** / 7,03		F **3,08** / 19,00
Na **1,35** / 23,05	Mg **1,36** / 24,36	Cl **3,01** / 35,45
K **2,16** / 39,15	Cu **2,04** / 40,00	
Cu **4,06** / 63,6	Zn **4,67** / 65,4	Br **6,67** / 79,96
Rb **6,52** / 85,4	Sr **4,38** / 87,6	
Ag **9,70** / 107,93	Cd **5,48** / 112,00	J **10,31** / 126,85
Ps **10,59** / 133,00	Ba **6,53** / 137,4	

Weiter kann man darauf aufmerksam machen, daß zwischen Densitätsmoduln der Elementarionen einer Gruppe und Atomgewichten derselben eine lineare Beziehung zu bestehen scheint. Trägt man sich, in der Tat, die Atomgewichte als Abszissen (Fig. 1, 2 und 3) und die Moduln als Ordinaten graphisch auf, so treten die gesamten Regelmäßigkeiten mit wenigen Ausnahmen ziemlich dringend ins Auge. Wenn Be z. B. nicht zu den Ausnahmen gehört, muß sein Modul etwa 6,0 sein.

Endlich möchte ich noch bemerken, daß die Hypothese von der Existenz von Wasserhüllen, welche die Ionen umgeben, eine Beziehung zwischen der Beweglichkeit und dem Modul derselben vorauszusehen erlaubt (vgl. Heydweiller, die zweite Abhandlung, S. 897 und F. Kohlrausch, Berl. Ber., S. 1029, 1901 und S. 572, 1902): in seiner Wanderung nimmt ein jedes Ion die Wasserhülle mit und wächst ceteris paribus der Reibungswiderstand mit der Größe der letzten; diese Größe steht aber andererseits in innerer

Fig. 1.

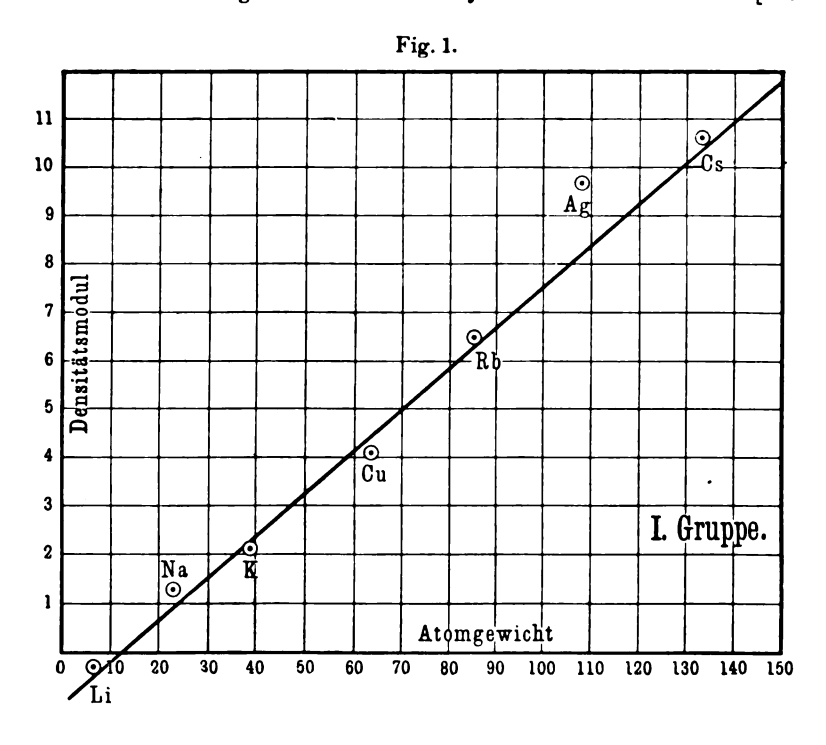
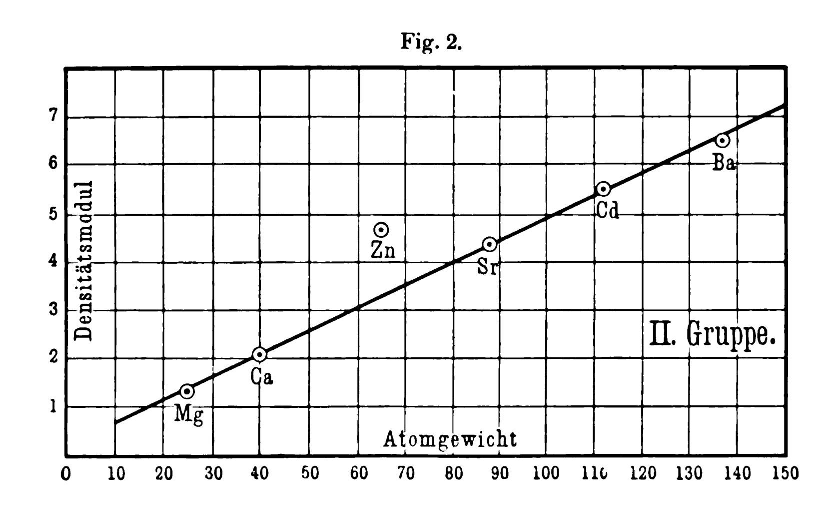
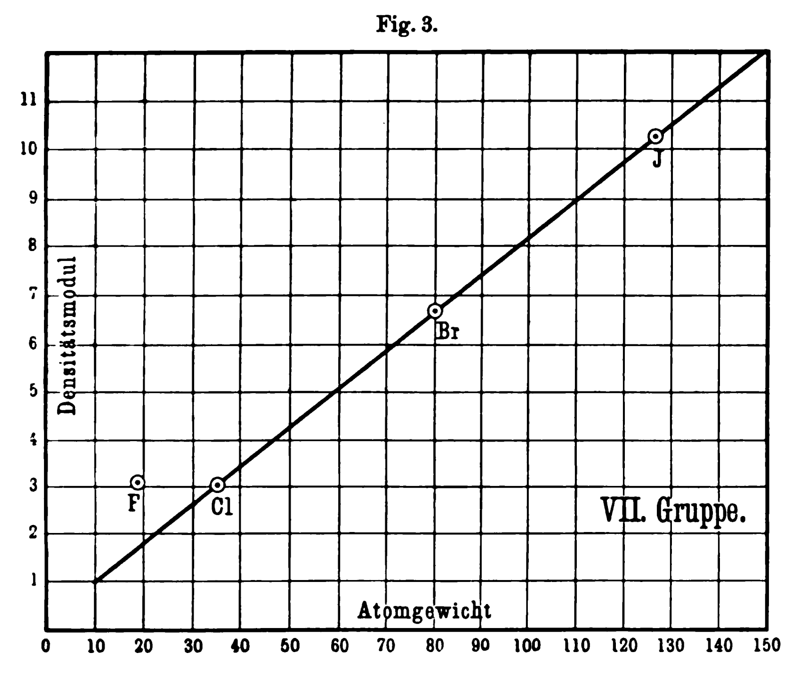

Densitätsmodul
11
10
9
8
7
6
5
4
3
2
1
0
Li
Na
K
Cu
Rb
Ag
Cs
I. Gruppe.
Atomgewicht
10 20 30 40 50 60 70 80 90 100 110 120 130 140 150

Fig. 2.


Densitätsmodul
7
6
5
4
3
2
1
0
Mg
Ca
Zn
Sr
Cd
Ba
II. Gruppe.
Atomgewicht
10 20 30 40 50 60 70 80 90 100 110 120 130 140 150

Beziehung zu dem Densitätsmodul des Ions. Vielleicht ist die besondere Stellung, welche Fluor in bezug auf die Beweglichkeit

Fig. 3.



und den Temperaturkoeffizienten derselben gegenüber der anderen Elemente der Gruppe einnimmt, auf die abnorme Größe seines Moduls zurückzuführen.

Phys. Labor. d. Kaiserl. milit.-mediz. Akad. zu St. Petersburg.

Über die Emission und Absorption von Spektrallinien;

von Rudolf Ladenburg.

Mit einer Tafel, enthaltend die Figuren 2 bis 4.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 17. Dezember 1909.)
(Vgl. diese Verh. **11**, 723, 1909.)

§ 1. Während wir die Gesetze der Strahlung fester Körper, soweit sie als Temperaturstrahlung aufzufassen ist, auf Grund der bekannten Untersuchungen der letzten 15 Jahre ziemlich genau zu kennen glauben, wissen wir über die Strahlungsgesetze leuchtender Gase und Dämpfe, deren Spektra aus Linien bestehen, fast gar nichts [1]). Man hat zwar verschiedentlich versucht [2]), für die Intensitätsverhältnisse verschiedener Spektrallinien eines Gases ähnliche Gesetze aufzustellen, wie sie für die Energieverteilung im Spektrum eines Temperaturstrahlers gültig sind; derartige Untersuchungen können jedoch, wie mir scheint, über die Gültigkeit der Gesetze der Temperaturstrahlung für Gasspektra jedenfalls so lange nichts aussagen, als sie nicht die Absorption dieser Spektrallinien berücksichtigen. Denn die etwaige Annahme, daß die Absorption der verschiedenen Linien eines Gases gleich groß ist, ist unbewiesen und z. B. im Falle des Wasserstoffs unrichtig [3]). Außerdem sind bei derartigen Untersuchungen die Spektrallinien stets als unendlich schmale Linien aufgefaßt worden, während es mit Hilfe der großen Gitter, der Interferometer und der Interferenzspektroskope gelungen ist, die Mehrzahl der Spektrallinien als endlich ausgedehnte Spektral-

---

[1]) Dagegen sind wohl die ultraroten Bandenspektra, wie sie z. B. die Kohlensäure in Emission und Absorption zeigt, als durch Temperaturstrahlung erzeugt anzusehen; auf diese Spektra sollen sich die vorliegenden Betrachtungen nicht beziehen.

[2]) Vgl. z. B. K. Langenbach, Ann. d. Phys. (4) **10**, 789, 1903; H. Kayser, Boltzmann-Festschrift, S. 38, 1904.

[3]) Vgl. R. Ladenburg, diese Verh. **10**, 550, 1908.

bezirke wahrzunehmen[1]). Dies scheint mir wesentlich für die Erforschung der Strahlungsgesetze leuchtender Gase, und deshalb wird im folgenden von der Emission und Absorption einer „isolierten Spektrallinie endlicher Breite“, die „Spektralstreifen“ genannt werden möge, die Rede sein.

§ 2. Es sei im rechtwinkeligen Koordinatensystem XYZ eine monochromatisch emittierende und absorbierende homogene Schicht einer beliebigen Substanz gegeben, die in der YZ-Richtung beliebig ausgedehnt sei und in der X-Richtung die Länge L besitze. Bezüglich der parallel der X-Richtung erfolgenden Strahlung läßt sich dann ohne Annahme über ihre Natur zeigen, daß der Quotient aus Emissions- und Absorptionsvermögen jener Schicht unabhängig von ihrer Länge L ist, indem nur die Voraussetzung gemacht wird, daß die Reflexion zu vernachlässigen[2]) und daß die von einer unendlich dünnen Schicht dx absorbierte Lichtintensität proportional ist der in die Schicht eindringenden Intensität J_0 und der Dicke dx. Unter dieser Voraussetzung hat nach dem gewöhnlichen Absorptionsgesetz die von einer Schicht der Länge x durchgelassene monochromatische Intensität den Wert

$$J = J_0 e^{-A_0 x}; \qquad 1)$$

hierbei ist der „Absorptionskoeffizient“ mit A_0 bezeichnet: aus der Gleichung 1) ergibt sich nämlich bei Vernachlässigung der Reflexion[3]) für das Absorptionsvermögen einer Schicht von der Länge x in der seit KIRCHHOFF[4]) üblichen Definition der Ausdruck:

$$A_x = \frac{J_0 - J}{J_0} = 1 - e^{-A_0 x}, \qquad 2\text{a})$$

---

[1]) A. GOUY hat bereits im Jahre 1879 (C. R. **88**, 418) auf die endliche Breite der Spektrallinien hingewiesen, M. PLANCK (Vorl. über die Theorie der Wärmestrahlung, S. 18, 1906) die Unmöglichkeit des Vorkommens absolut homogener Licht- oder Wärmestrahlung in der Natur dargetan.

[2]) Diese Bedingung ist bei einem leuchtenden Gas, dessen Eigenschaften allein hier untersucht werden sollen, in den zurzeit bekannten Fällen erfüllt, da das Maximum des Extinktionskoeffizienten eines leuchtenden Gases oder Dampfes Werte von 10^{-3} nicht zu überschreiten scheint. Vgl. W. VOIGT, Magneto- und Elektrooptik, Leipzig 1908, S. 144 und R. LADENBURG, l. c.

[3]) Vgl. Anm. 2 und Anm. 1, S. 63.

[4]) G. KIRCHHOFF, Gesammelte Abhandlungen 1882, S. 574.

und durch Entwickelung von A_0 nach Potenzen von x:

$$A_x = A_0 x - \frac{1}{2} A_0^2 x^2 + \cdots,$$

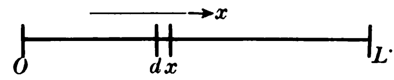
hieraus aber folgt

$$\lim_{x=0} \left(\frac{A_x}{x}\right) = A_0. \tag{2b}$$

Bezeichnet $E_0 dx$ die von der Flächeneinheit der unendlichen dünnen Schicht dx parallel der positiven X-Richtung emittierte monochromatische Strahlungsintensität, so ist die von der homogenen Schicht der Länge L in der X-Richtung emittierte Intensität E_L, d. h. das Emissionsvermögen dieser Schicht:

$$E_L = \int_0^L E_0 e^{-A_0(L-x)} dx = \frac{E_0}{A_0} A_L, \tag{3a}$$

falls E_0 unabhängig von x ist[1]).



So wird der Quotient

$$\frac{E_L}{A_L} = \frac{E_0}{A_0} = E_\infty \tag{3b}$$

in der Tat unabhängig[2]) von L, also auch gleich dem Emissionsvermögen E_∞ der unendlich dicken Schicht, deren Absorptionsvermögen 1 ist. Außer der Gleichung 1) ist hierbei nur vorausgesetzt, daß die strahlende Schicht homogen ist, d. h. zusammengesetzt aus einander in Emissions- und Absorptionseigenschaften gleichen Schichten dx.

§ 3. Es soll nun angenommen werden, daß die besprochene Schicht ein leuchtendes Gas sei und einen isolierten Spektral-

---

[1]) F. ZÖLLNER (Pogg. Ann. **142**, 88, 1871; vgl. auch H. KAYSER, Spektroskopie, Bd. II, S. 184) berechnete für das Emissionsvermögen der Schicht, die aus m Schichten der Längeneinheit — von dem Emissionsvermögen E und dem Absorptionsvermögen A — zusammengesetzt ist, den Ausdruck $E_m = \frac{1-(1-A)^m}{A} \cdot E$, der nach Gleichung 2a) in 3a) übergeführt werden kann.

[2]) Demgegenüber erhielt W. VOIGT (Wied. Ann. 67, 366, 1899) allgemein keine Unabhängigkeit dieses Quotienten von L; jedoch ergibt sich in dem bei der obigen Rechnung vorausgesetzten Fall der Inkohärenz der Strahlungen der einzelnen Schichten auch aus VOIGTS Resultaten diese Unabhängigkeit, falls die Reflexion vernachlässigt wird (vgl. hierzu noch Anm. 1, S. 63 der vorl. Abh.).

streifen emittiere und absorbiere, dessen sichtbare Breite der Größenordnung nach einer Wellenlängendifferenz von 10 Å. entspreche und der zunächst symmetrisch bezüglich seines durch die Wellenlänge λ_0 charakterisierten Schwerpunktes liege. Es entsteht dann die Frage, wie der Quotient

$$\frac{E_L}{A_L} = \frac{E_0}{A_0}$$

innerhalb dieses Spektralstreifens von der Wellenlänge abhängt. Ist der Spektralstreifen durch Temperaturstrahlung im gewöhnlichen Sinne des Wortes erzeugt, so entspricht der ganze Streifen einer bestimmten Temperatur, nämlich derjenigen des leuchtenden Gases (vgl. § 7), und der Quotient hat an jeder Wellenlänge des Streifens den Wert des Emissionsvermögens des schwarzen Körpers derselben Temperatur und der betreffenden Wellenlänge. Innerhalb des Bereiches des Spektralstreifens (d. h. etwa 10 Å.) ändert sich nun das Emissionsvermögen des schwarzen Körpers irgend einer in Betracht kommenden Temperatur (zwischen 1000° und 3000° abs.) im sichtbaren Teil des Spektrums um höchstens wenige Prozent, so daß sich praktisch bei Temperaturstrahlung der Quotient $\frac{E_L}{A_L}$ innerhalb des Spektralstreifens nur sehr wenig und linear ändern könnte.

Ob dies der Fall ist, darüber kann der Versuch der Umkehrung einer verbreiterten Spektrallinie, eines „Spektralstreifens", Aufklärung geben. Durchsetzt nämlich das Licht einer ein kontinuierliches Spektrum liefernden Lichtquelle das emittierende und absorbierende Gas, so erscheint eine Stelle s_1 des Spektralstreifens von derselben Helligkeit wie das umgebende kontinuierliche Spektrum (d. h. „sie kehrt sich um"), falls

$$E_{s_1} = A_{s_1} . e,$$

wobei e die in dem betreffenden Gebiet praktisch als konstant angesehene Intensität des kontinuierlichen Spektrums bedeutet; im Falle der Temperaturstrahlung müssen nach dem oben Gesagten die verschiedenen Wellenlängen $s_2, s_3, \ldots$ des Spektralstreifens sich praktisch gleichzeitig mit s_1 „umkehren", denn nur dann ist

$$\frac{E_{s_1}}{A_{s_1}} = \frac{E_{s_2}}{A_{s_2}} = \frac{E_{s_3}}{A_{s_3}} \cdots$$

*

§ 4. Diese Überlegungen habe ich an den Spektralstreifen des leuchtenden Wasserstoffs zu prüfen versucht. Während man bisher in Geißlerröhren nur „Selbstumkehr“ an einzelnen Spektrallinien beobachten konnte, aber sonst vergeblich versucht hat, in dem leuchtenden Gase eines Geißlerrohres Absorption nachzuweisen [1]), ist es kürzlich gelungen, die Bedingungen aufzufinden [2]), unter denen Wasserstoff in Geißlerröhren absorbiert, und zu zeigen, wie man die bekannten hellen Wasserstofflinien als dunkle Absorptionslinien, d. h. wie man eine „vollständige“ Umkehr der Wasserstofflinien erhalten kann. Der untersuchte Wasserstoff befand sich dabei in einem in Längsdurchsicht aufgestellten Rohre (Absorptionsrohr), das mit planen Gläsern an den Enden verschlossen war (vgl. Fig. 1, S. 63), und wurde durch den Sekundärstrom eines großen Induktoriums erregt. Als Lichtquelle diente ein mit Wasserstoff höheren Druckes gefülltes Kapillarrohr, das in den Sekundärkreis des Induktoriums in Serie zum Absorptionsrohr mit parallelen Leidener Flaschen geschaltet war; dann liefert nämlich dies Rohr, in Längsdurchsicht aufgestellt, ein kontinuierliches Spektrum, das in der Umgebung der Wasserstofflinien besonders intensiv ist. So erschien jedenfalls die rote und die blaugrüne Wasserstofflinie (H_α = 6563 Å. und H_β = 4681 Å.), die an der Stelle der FRAUNHOFERschen C- und F-Linie liegen, deutlich umgekehrt.

Durch diese Versuchsanordnung wird den zwei Bedingungen genügt, die sich als notwendig und hinreichend erwiesen haben, um „Umkehr“ der Wasserstofflinien zu erhalten:

1. Leuchtet die das kontinuierliche Spektrum liefernde Lichtquelle nur in den Momenten, in denen die emittierende und absorbierende Schicht erregt wird, und

2. wird diese „genügend stark“ erregt, um merkliche Absorption zu besitzen. Indem nämlich in den Sekundärkreis des Induktoriums parallel zu den Rohren Leidener Flaschen geschaltet

---

[1]) Vgl. H. KAYSER, Winkelmanns Handb. d. Phys. 6, 735, 1906; W. WIEN, Enzykl. d. math. Wiss. V, 3, Heft 2, Theorie der Strahlung, S. 348, 1909.

[2]) R. LADENBURG, Diese Verh. 10, 550, 1908, daselbst weitere Literaturangaben sowie der experimentelle Nachweis, daß das gewöhnliche Absorptionsgesetz (Gleichung 1) für die betreffenden Absorptionsstreifen wenigstens mit großer Annäherung gültig ist; vgl. hierzu auch die Habilitationsschrift des Verf., Jahresber. d. Schles. Ges. f. vaterl. Kultur, Sitzung v. 26. Mai 1909.

werden, entstehen, wie mir besondere Resonanzversuche nach der BJERKNES-DRUDEschen Resonanzmethode zeigten [1]), in dem Stromkreis Kapillare—Absorptionsrohr—Leidener Flaschen sehr rasche elektrische Schwingungen; die Kapillare vertritt die Luftfunkenstrecke eines gewöhnlichen Schwingungskreises, sie vergrößert nur die Dämpfung der Schwingungen, während sie die Periode nicht ändert. Wesentlich für die Größe der Absorption ist nun die Stromamplitude, und so wird der Unterschied gegen die gewöhnlichen langsamen Induktorschwingungen verständlich, da hier die ganze Elektrizitätsmenge in einer wesentlich kürzeren Zeit entladen wird, so daß die Momentanstromstärke sehr große Werte annehmen kann (gegen 100 A.). Derartig erregter Wasserstoff zeigt nun alle die Eigenschaften, die ein jeder selektiv absorbierende Körper besitzt: neben Absorption anomale Dispersion [2]) und Magnetorotation [3]) in unmittelbarer Umgebung der Absorptionslinie (bis jetzt nur an der Linie H_α nachgewiesen). Da man es hier mit einem reinen Gas und nicht mit Metalldämpfen zu tun hat, an denen diese Phänomene bisher ausschließlich studiert wurden, so kann man den absorbierenden Körper in einen wohldefinierten Zustand, der beliebig variabel ist, und beliebig lange gleichmäßig erregte leuchtende Schichten von bestimmtem Druck und Volumen untersuchen, so daß nach der kinetischen Gastheorie auch die Gesamtzahl der Gasmoleküle bekannt ist. Die Dispersionstheorie lehrt, aus der Größe der beobachteten anomalen Dispersion oder der Magnetorotation die zwei charakteristischen Elektronenkonstanten, nämlich Zahl $\mathfrak{N}$ der Dispersionselektronen und Dämpfungskonstante ν' [definiert durch die Bewegungsgleichung des Elektrons [4])

$$x'' + \nu' x' + \nu_0^2 x = \frac{e}{m} X]$$

zu berechnen, letztere allerdings nur angenähert, da es noch nicht möglich war, in genügend großer Nähe des Schwerpunktes des Absorptionsstreifens Dispersion oder Magnetorotation zu beob-

---

[1]) Hierüber soll demnächst ausführlich a. O. berichtet werden.

[2]) R. LADENBURG u. ST. LORIA, diese Verh. 10, 858, 1908.

[3]) R. LADENBURG, Phys. ZS. 10, 497, 787, 1908, ausführlicher Habilitationsschrift, l. c., S. 20; daselbst auch Berechnung von ν' aus der Linienbreite.

[4]) Vgl. Gleichung 5), S. 71.

achten. Andererseits aber habe ich relativ genaue Werte von $\mathfrak{N}$ durch Messung der Magnetorotation erhalten können [1]) und gefunden, daß diese Größe proportional mit steigender Stromamplitude wächst und bei konstanter Stromamplitude auch mit dem Druck langsam zunimmt.

§ 5. Sehr wichtig für die Untersuchung der vorliegenden Frage ist nun eine genügende Breite des Spektralstreifens, damit Helligkeitsunterschiede in ihr wahrnehmbar sind. Es zeigte sich, daß die Breite abhängt von

1. den elektrischen Erregungsbedingungen,
2. dem Druck,
3. der Schichtlänge.

Punkt 1 und 2 sind oft untersucht worden, und es ist bekannt, daß die Wasserstofflinien um so breiter sind, je mehr Kapazität und je weniger Induktivität (Selbstinduktion) im Stromkreis vorhanden ist. Die im Spektrum sichtbare Linienbreite hängt aber daneben noch wesentlich ab von der Länge der leuchtenden Schicht. Dies ist bei der üblichen Annahme über die Intensitätsverteilung innerhalb der Emissionsstreifen selbstverständlich: es kommen bei Verlängerung der Schicht Teile der Emissionskurve über die Schwelle der Sichtbarkeit, die bei kürzerer Schicht unterhalb dieser Schwelle liegen — freilich nur so lange, als das Absorptionsvermögen dieser Schicht an der betreffenden Wellenlänge kleiner als 1 ist. Diese Abhängigkeit der Linienbreite von der Schichtlänge kann man bereits aus einem Versuch von H. WANNER [2]) erschließen; wie nämlich WANNER fand, verbreitern sich die scharfen D-Linien einer durch eine Kochsalzperle gefärbten Bunsenflamme sehr stark, wenn man sie in den Mittelpunkt einer spiegelnden Hohlkugel setzt und durch eine Öffnung die Flamme mit ihren vielen Spiegelbildern in einem Gitterspektroskop betrachtet. Offenbar wirken die Spiegelbilder hier ebenso wie eine Vermehrung der leuchtenden Schichtdicke. Aber daß und in welchem Grade tatsächlich Emissionsstreifen sich mit Zunahme der Schichtdicke verbreitern, ist, wie mir scheint, bisher

---

[1]) l. c., ausführlicher soll hierüber demnächst a. O. berichtet werden.

[2]) H. WANNER, Wied. Ann. 68, 143, 1899; vgl. dazu W. VOIGT, Wied. Ann. 68, 604, 1899.

noch nicht untersucht worden. Ich habe deshalb die folgenden Versuche ausgeführt:

Vor den Spalt eines Spektrometers, auf das ein großes ROWLANDsches Plangitter montiert war (Näheres vgl. S. 62 ff. u. l. c.), brachte ich eine lange, 6 mm weite Glasröhre in Längsdurchsicht. Sie war an den Enden mit planen Gläsern verschlossen und mit verschiedenen seitlich angeschmolzenen Elektroden versehen; ferner mit einer Quecksilberluftpumpe, Manometer und mit einem Wasserstoffentwickelungsapparat verblasen und konnte in den Sekundärkreis eines großen Induktors mit paralleler Leidener Flasche geschaltet werden. In Serie mit dem Rohr befand sich ein mit Wasserstoff höheren Druckes gefülltes Kapillarrohr und ein mit dem langen Rohr identisches und mit ihm verblasenes Rohr als „Ersatzrohr". Es wurde nun die Breite der von dem Rohr in Längsdurchsicht ausgesandten Wasserstoffstreifen durch Einstellen des Okularfadens auf den sichtbaren Rand des Streifens mittels des auf Sekunden ablesbaren Teilkreises des Spektrometers gemessen, und zwar wurden verschieden lange Schichten des Rohres untersucht, indem ein dem jedesmal nicht leuchtenden Teil gleicher Teil des Ersatzrohres miterregt wurde: so waren die elektrischen Bedingungen zweifellos in den verschiedenen Fällen identisch.

Die Resultate sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt. Die Horizontalreihen enthalten der Reihe nach:

1. die verschiedenen Rohrlängen l,

2. die beim Druck $p = 1$ mm Hg an H_α und H_β erhaltenen Resultate der Linienbreite in Ångströmeinheiten (10^{-8} cm),

3. dasselbe beim Druck $p = 6{,}5$ mm, und

4. bei $p = 12{,}5$ mm.

	l	1,8 cm	5,3 cm	11,0 cm	25,0 cm
$p = 1$ mm	H_α	2,32 A.	2,68	2,90	3,48
	H_β	2,18	2,56	2,90	3,64
$p = 6{,}5$ mm	H_α	2,60	3,46	4,85 (3,28)	4,93 (3,16)
	H_β	3,36	4,16	5,00	4,95
$p = 12{,}5$ mm	H_α	2,50	5,04 (2,74)	6,28 (2,94)	8,48 (3,48)
	H_β	3,31	6,00	7,32 (3,84)	8,65 (3,90)

Diese Messungen[1]), die natürlich nichts darüber aussagen können, ob und wie sich die Intensitätsverteilung des Streifens mit der Schichtdicke ändert, zeigen die für die beabsichtigte Untersuchung wichtige Abhängigkeit der sichtbaren Breite eines Spektralstreifens von der Länge der leuchtenden Schicht.

§ 6. Um nun die vorausgestellten Überlegungen (§ 3) zu prüfen, bediente ich mich der folgenden Versuchsanordnung (vgl. Fig. 1): K ist jene mit Wasserstoff gefüllte Kapillare, die aus Quarzglas gefertigt ist[2]), um längere Beanspruchung zu vertragen; sie ist in Längsdurchsicht aufgestellt und mit aufgekitteten Glasplatten verschlossen. Der Brennpunkt der mit Kanadabalsam auf die eine Verschlußplatte aufgekitteten Plankonvexlinse L_1 lag in k, so daß die von k ausgehenden Strahlen parallel gemacht austraten. N_1 und N_2 sind zwei Nicols, N_1 drehbar vom Beobachter aus. A ist das Absorptionsrohr, mit seitlichen Ansätzen und Elektroden in verschiedenen Abständen versehen; es ist mit K und einem Wasserstoffentwickelungsapparat, mit einer Quecksilberluftpumpe, Manometer usw. verblasen. Die Linse L_2, die bis auf den zentralen Teil abgeblendet ist, entwirft ein reelles verkleinertes Bild von k auf den Spalt des großen WANSCHAFF-Spektrometers. Dies vorzügliche Spektrometer sowohl wie das hierauf montierte große ROWLANDsche Plangitter[3]) verdanke ich der großen Güte des leider so früh verstorbenen Herrn Dr. HAUSWALDT, der mir beide Apparate zur Verfügung stellte. Für die Überlassung des Gitters bin ich außerdem Herrn Geheimrat W. VOIGT zu größtem Danke verpflichtet, der mir das Gitter in liebenswürdigem Entgegenkommen eine Zeitlang zur Benutzung überlassen hat.

---

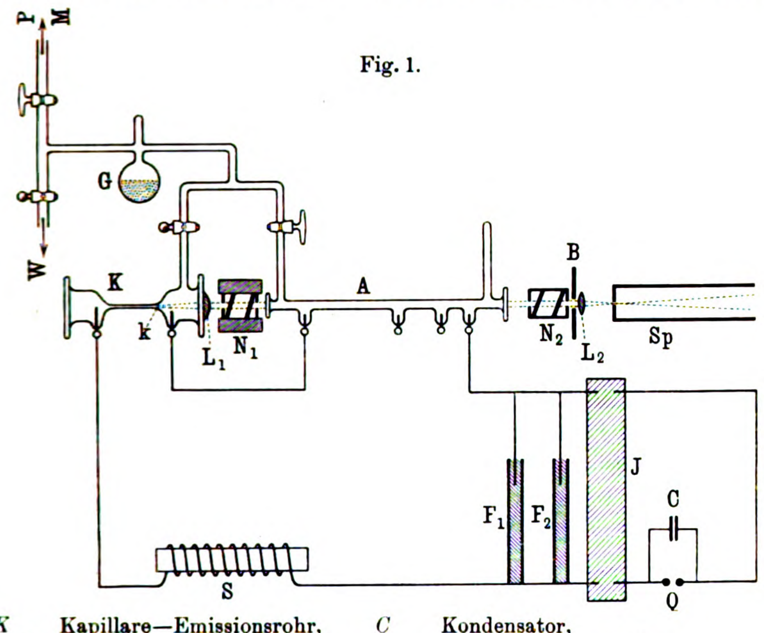
[1]) Die eingeklammerten Zahlen bedeuten die Breite eines mittleren helleren „Kerns“ des Streifens, an dessen Rändern ein schrofferer Intensitätsanstieg beobachtet wurde als im übrigen Teil des Streifens.

[2]) Der kapillare Teil hat einen Durchmesser von 1,5 mm und eine Länge von 66 mm; die Röhre ist mit eingeschliffenen und abgedichteten Elektroden versehen und von der Firma W. C. HERAEUS-Hanau angefertigt worden.

[3]) Betreffs Beschreibung des Spektrometers vgl. MÜLLER-POUILLET, Bd. II (O. LUMMER), S. 180 und betreffs Details des Gitters die Habilitationsschrift des Verf. l. c., S. 32.

Bei den endgültigen Versuchen [1]) waren den Rohren K und A vier Leidener Flaschen parallel geschaltet [2]), deren Kapazität zusammen etwa $^1/_{150}$ Mikrofarad betrug; das gesamte Entladungspotential war etwa 18000 Volt, und in Serie zu den Rohren K

Fig. 1.



K	Kapillare—Emissionsrohr,	C	Kondensator,
$L_1 L_2$	Linsen,	S	Selbstinduktionsspule,
$N_1 N_2$	Nicols,	$F_1 F_2$	Leidener Flaschen,
A	Absorptionsrohr,	G	Trockengefäß,
B	Blende,	W	Wasserstoffentwickelungsapparat,
Sp	Spektrometer,	P	Quecksilberpumpe,
J	Induktor,	M	Manometer.

[1]) Die Voraussetzung der Berechnungen in § 2, daß das Reflexionsvermögen an den Enden der emittierenden und absorbierenden Schicht Null sei, ist bei diesen Versuchen nicht streng erfüllt, da die an den Verschlußplatten stattfindende Reflexion von etwa 4 Proz. nicht zu vermeiden war; die hierdurch bewirkte Korrektion der Gleichung 3b) ist jedoch, wie eine kleine Rechnung zeigt, sehr gering, und die selektive Reflexion des Wasserstoffs an den Stellen der selektiven Absorption ist vollständig zu vernachlässigen, da die Absorptionsmessungen (l. c.) maximale Werte des Extinktionskoeffizienten von 10^{-6} bis 10^{-5} geliefert hatten.

[2]) Das Induktorium wurde mit 110 Volt und etwa 10 A. gespeist, als Unterbrecher diente ein sehr regelmäßig arbeitender Boas scher Quecksilberstrahlunterbrecher.

und A lag eine eisenfreie Induktivität (Selbstinduktionsspule) von etwa 2.10^{-6} Henry ($= 2.10^{4}$[cm]). Dann leuchtete das Absorptionsrohr, je nach den benutzten Elektroden in verschiedener Länge, gleichmäßig rötlichweiß [1]).

Bei Parallelstellung der Nicols N_1 und N_2 erschienen im niedrigen kontinuierlichen Spektrum H_α und H_β als dunkle Absorptionsstreifen, oberhalb und unterhalb desselben als helle Emissionsstreifen. Wurde N_1 gedreht, also die Intensität von K geschwächt, so traten bei genügend breiten Wasserstoffstreifen stets dunklere und hellere Teile innerhalb der Streifen auf, und zwar waren zwei wesentlich voneinander verschiedene Fälle zu unterscheiden:

I. Bei niedrigem Wasserstoffdruck von 1 mm und einer leuchtenden Wasserstoffschicht von 250 mm Länge war bei bestimmter Nicolstellung die Mitte der Streifen H_α und H_β heller, die Ränder dunkler als das kontinuierliche Spektrum, wie die folgende (nach einer Zeichnung angefertigte) Fig. 2 veranschaulicht.

II. Bei hohem Wasserstoffdruck (von etwa 25 mm) und einer leuchtenden Wasserstoffschicht von 55 mm [2]) erschien bei geeigneter Nicolstellung die Mitte des Streifens dunkler, die Ränder heller als das kontinuierliche Spektrum. In diesem Falle ist also die Absorptionslinie wesentlich schmaler als der Emissionsstreifen (vgl. Fig. 3). Daß die Erscheinungen objektiv und nicht etwa subjektive Täuschungen waren, davon konnte man sich leicht überzeugen, indem man den Nicol N_1 so weit drehte, bis die Ränder der Streifen dieselbe Intensität wie das kontinuierliche Spektrum besaßen: dann war im Falle I die Mitte viel heller als die gleichmäßig helle Umgebung, im Falle II viel dunkler (vgl. Fig. 4, die den Fall II veranschaulicht).

Die Erscheinungen lassen sich auch so beschreiben: Bei gekreuzten Nicols erscheinen die Wasserstofflinien hell, verbreitert. Dreht man N_1, so wird das kontinuierliche Spektrum sichtbar, und im Falle I tauchen dort, wo sich Linie und Spektrum kreuzen,

---

[1]) Die in der obigen Tabelle (S. 61) enthaltenen Versuche sind bei anderen Erregungsbedingungen angestellt.

[2]) Diese Länge lieferte etwa das gleiche Entladungspotential wie die größere Länge im Fall I, so daß die Stromverhältnisse in beiden Fällen praktisch einander gleich waren.

Fig. 2.

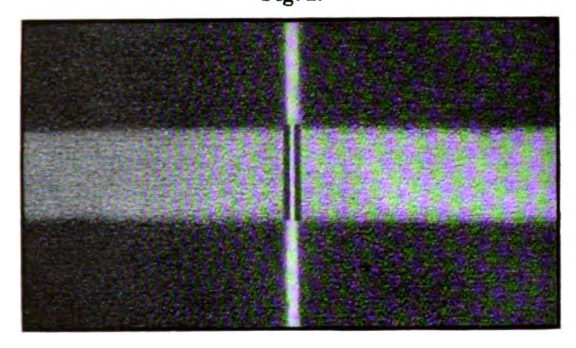


Fig. 3.

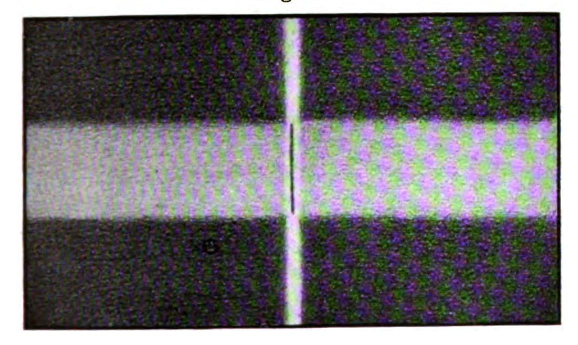
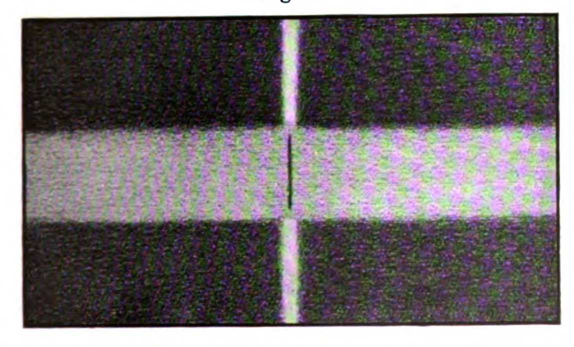


Fig. 4.



Verhandlungen d. Deutsch. Phys. Ges. 12. Jahrg. 1910.
Art. Ladenburg.

Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig.

von den Rändern des Streifens her immer breiter werdende Absorptionslinien auf, die helle Mitte wird schmaler und schmaler und wird schließlich ebenfalls dunkel. Im Falle II taucht bei allmählichem Drehen des Nicols N_1 in der Mitte des Streifens eine sich verbreiternde Absorptionslinie auf, während die Ränder zunächst heller als das kontinuierliche Spektrum bleiben, bis auch hier der ganze Streifen dunkel wird.

Diese beschriebenen Intensitätsunterschiede im Innern des Spektralstreifens könnte man sich nun auch entstanden denken durch Inhomogenitäten der Helligkeit an der betreffenden Stelle des kontinuierlichen Spektrums oder in dem Emissionsstreifen der absorbierenden Schicht [1]). Was das kontinuierliche Spektrum der Kapillare betrifft, so zeigt es in der Tat an der Stelle der roten Wasserstofflinie bisweilen etwas Selbstumkehr, die wohl in den Lichtbüscheln entsteht, die aus der Kapillare in die Ansatzteile hineinschießen, dagegen niemals etwa ein besonders scharfes Maximum der Intensität, wie man es vielleicht der Entstehungsweise des Spektrums entsprechend vermuten kann. Eine genügend kräftige Selbstumkehr könnte die Erscheinung I hervorrufen. Jedoch zeigte sich die Erscheinung stets, auch wenn durch geeignete Stellung der Kapillare praktisch keine Selbstumkehr beobachtet werden konnte. Ferner trat dieselbe Erscheinung an H_β ein, ohne daß hier jemals Selbstumkehr im kontinuierlichen Spektrum beobachtet werden konnte. Drittens zeigten besondere Versuche, daß selbst bei merklicher Selbstumkehr die Intensitätsdifferenzen derselben sehr viel kleiner waren als die unserer Erscheinungen. Schließlich konnte Erscheinung I in Erscheinung II übergeführt werden, während im Stromkreise nichts geändert wurde und lediglich mehr Wasserstoff in das Absorptionsrohr trat; dessen leuchtender Teil wurde gleichzeitig von 250 auf 55 mm verkürzt, so daß auch das gesamte Entladungspotential des Stromkreises nicht merklich geändert wurde; dabei zeigte sich an der betreffenden Stelle im kontinuierlichen Spektrum — wenn dieses allein beobachtet wurde,

[1]) Auf diese Weise erklärt z. B. Kayser (Spektroskopie II, S. 364) die von Young (Nature 21, 274, 1880) bei der Umkehr der Natriumlinien beobachteten „vier dunkeln Linien" [vgl. dagegen V. W. Ekman, Ann. d. Phys. (4) 24, 579, 1907].



indem an Stelle von A ein Ersatzrohr im Stromkreis lag — keine wahrnehmbare Helligkeitsänderung. Daraus folgt zweifellos, daß die beobachteten Intensitätsunterschiede durch die Wirkung des leuchtenden Wasserstoffs im Absorptionsrohr entstanden waren. Dessen Emissionsstreifen allein zeigten aber durchaus keine derartigen Intensitätsschwankungen, speziell weder Selbstumkehr, noch etwa besonders helle Kerne mit scharfem Intensitätsanstieg.

Ich komme also zu dem Schluß, daß die Erscheinungen infolge des Zusammenwirkens von Emission und Absorption des Wasserstoffs im Rohre A entstehen. Dann geht aus diesen Versuchen mit Sicherheit hervor, daß der Quotient E/A an verschiedenen Wellenlängen innerhalb der Wasserstoffstreifen ganz verschiedene Werte besitzt, z. B. im Falle der Fig. 3, bei der die Streifenränder (r) dieselbe Helligkeit wie das kontinuierliche Spektrum (e) haben, die Streifenmitte (m) aber dunkel erscheint:

$$E_r = e\,A_r,$$
$$E_m < e\,A_m,$$

also

$$\frac{E_m}{A_m} < e, \qquad \frac{E_m}{A_m} < \frac{E_r}{A_r}.$$

Auch einige quantitative Messungen konnten ausgeführt werden über die Breite der Streifen, der „Mitte“, der „Ränder“ und über die ungefähren Intensitätsdifferenzen. Es wurde nämlich die Nicolstellung α gemessen, bei der gewisse Stellen, deren Abstände $d\lambda$ vom Schwerpunkt der Streifen in Ångströmeinheiten gemessen werden konnten, innerhalb des Streifens sich gerade umkehrten; dann bestanden offenbar für zwei Stellen, die durch die Indices 1 und 2 charakterisiert sein sollen, die Proportionen

$$\frac{(E/A)_1}{(E/A)_2} = \frac{\cos^2\alpha_1}{\cos^2\alpha_2}.$$

So ergab sich z. B. in Abständen $d\lambda_1 = 2$ Å., $d\lambda_2 = 0{,}6$ Å. jenes Verhältnis der entsprechenden Quotienten E/A im Maximum zu 1:8. Die mittlere Breite des ganzen Streifens betrug 4 bis 7 Å., während im Innern helle bzw. dunkle Linien von 1 bis 3 Å. Breite gemessen werden konnten.

Weitere Versuche, speziell die Prüfung der aus den theoretischen Ansätzen der folgenden Paragraphen zu ziehenden

Folgerung, daß im Falle I innerhalb der hellen Mitte unter geeigneten Beobachtungsbedingungen wieder eine dunkle Linie auftreten muß, habe ich vorläufig aufschieben müssen, da ich das geliehene Gitter nicht länger behalten konnte. Aus demselben Grunde habe ich auch die beabsichtigten Versuche an möglichst gleichmäßig leuchtenden Natriumdampfschichten noch nicht ausgeführt[1]).

Das beschriebene Aussehen der umgekehrten Wasserstofflinien erinnert an die Struktur, die man in einigen stark verbreiterten FRAUNHOFERschen Linien der Sonne wahrgenommen hat. Besonders in den breiten dunkeln „Calciumstreifen", den FRAUNHOFERschen Linien H und K, sowie in der Linie C, der roten Wasserstofflinie, sieht man meist eine helle Linie, die ihrerseits bei genügender Dispersion durch eine feine schwarze Linie in zwei Teile geteilt ist[2]). Derartige Beobachtungen spielen eine so große Rolle bei der Sonnenuntersuchung, daß die verschiedenen Teile der Calciumstreifen numeriert werden[2]) und mit diesen verschiedenen Teilen häufig spektroheliographische Aufnahmen gemacht worden sind. Man hat diese verschiedenen Teile bisher durch die Wirkung verschieden dichter und verschieden heißer, übereinandergelagerter Schichten Calcium erklärt[3]). JULIUS dagegen erblickt in ihnen die Wirkung der anomalen Dispersion der in der Sonne geschichteten absorbierenden Dämpfe[4]). Die

---

[1]) Bei kürzlich im hiesigen physikalischen Institute angestellten Beobachtungen von Herrn WALTER JAKOBI, die die Temperaturbestimmung leuchtender Flammen aus der Linienumkehr zum Ziele hatten, zeigten sich an den umgekehrten Natriumlinien eines Beckmannbrenners ähnliche Erscheinungen, wie sie in der vorliegenden Mitteilung an den Wasserstoffstreifen beschrieben sind (vgl. auch die auf S. 65, Anm. 1 erwähnten Versuche von YOUNG); ob diese Beobachtungen auf dieselbe Weise zu erklären sind, wie sich meiner Meinung nach die Beobachtungen am Wasserstoff erklären lassen, müssen weitere Versuche zeigen.

[2]) Bezüglich der hierhergehörigen Literatur vgl. das demnächst erscheinende Buch von E. PRINGSHEIM, Physik der Sonne, S. 346 ..., Teubner, 1910, in dessen Korrekturbogen mir der Verf. liebenswürdigerweise Einblick gestattet hat; vgl. besonders die Fig. 192 bis 196, Photographien von HALE und von DESLANDRES, ferner die neuesten Arbeiten von H. DESLANDRES und L. D'AZAMBUJA, C. R. **148**, 1011, 1235; **149**, 179, 513, 1909; G. E. HALE, C. R. **148**, 1025, 1909 und W. H. JULIUS, Phys. ZS. 11, 56, 1910.

[3]) E. PRINGSHEIM, l. c., S. 350 ff.

[4]) E. PRINGSHEIM, l. c., S. 375 ff.

an den Wasserstoffstreifen beschriebenen Versuche zeigen, daß derartige Inhomogenitäten auch bei vollkommen gleichmäßig geschichteten und gleichmäßig erregten, emittierenden und absorbierenden Gasen entstehen können, lediglich durch das Zusammenwirken von Emission und Absorption dieser Gase — vielleicht wird diese Erklärung auch für das Zustandekommen jener Inhomogenitäten einiger FRAUNHOFERschen Linien von Nutzen sein können.

§ 7. Die beschriebenen Versuche haben also die im § 3 aufgeworfene Frage dahin beantwortet, daß der Quotient E/A innerhalb eines Spektralstreifens stark variiert. Würde man also diesen Quotienten durch Anwendung der Gesetze der Temperaturstrahlung (durch Vergleich mit dem Emissionsvermögen des schwarzen Körpers bei derselben Wellenlänge, vgl. § 3) als Maß der Temperatur des leuchtenden Gases ansehen, so erhielte man eine innerhalb des Streifens (der „Spektrallinie") auf- und niederschwankende Temperatur[1]), d. h. man erhielte innerhalb des Streifens je nach der Wellenlänge verschiedene Temperaturen. Damit hört aber für den vorliegenden Fall der Begriff „Temperatur" im gewöhnlichen Sinne überhaupt auf, denn nur eine einheitliche mittlere Temperatur entspricht den statistischen Grundlagen der Temperaturdefinition. Also ist der Ausgangspunkt unserer letzten Betrachtung zu verwerfen, die in Frage stehende Strahlung ist als allaktine Strahlung anzusehen, wie es allgemein für Linienspektra E. PRINGSHEIM[2]) behauptet hat. Speziell für die Strahlung des in einem Geißlerrohr elektrisch erregten Gases ist diese Ansicht verschiedentlich verteidigt worden, auf Grund der Untersuchung der mittleren „Körpertemperatur" des Gases im Geißlerrohr: durch Berechnungen und Versuche[3]) hat man gefunden, daß diese Tempe-

---

[1]) Diese Temperaturänderungen würden freilich wesentlich geringer sein als die großen beobachteten Änderungen des Quotienten E/A (vgl. Fig. 5 u. 6), da eine geringe Temperaturänderung in dem in Frage kommenden Gebiet bekanntlich eine große Änderung des Emissionsvermögens des schwarzen Körpers bewirkt.

[2]) E. PRINGSHEIM, Wied. Ann. 45, 437, 1892; 49, 347, 1893; Rapp. prés. au Congrès de Physique 2, 100, Paris 1900.

[3]) E. WIEDEMANN, Wied. Ann. 6, 298, 1878 ...; vgl. H. KAYSER, Spektroskopie II, Leipzig 1902, S. 146; E. WARBURG, Wied. Ann. 54, 265, 1895;

ratur im allgemeinen in einigermaßen weiten Röhren jedenfalls viel niedriger ist als die Temperatur eines sichtbares Licht emittierenden schwarzen Körpers.

Für den hier untersuchten Fall der Erregung durch schnelle elektrische Schwingungen sind allerdings jene Überlegungen und Versuche nicht angestellt, und man würde z. B. nach der MICHELSONschen Methode, die Temperatur nach dem DOPPLERschen Prinzip aus der Linienbreite zu erschließen, hier gerade auf abnorm hohe Temperaturen kommen[1]); so bringen für den untersuchten Fall erst die beschriebenen Versuche den Nachweis, daß die in Frage stehende Strahlung nicht als Temperatur-, sondern als Lumineszenzstrahlung anzusehen ist.

Von dieser Strahlung läßt sich, wie mir scheint, bereits durch die Annahme, daß die Zentren ihrer Emission und Absorption schwingende Elektronen sind, eine theoretische Vorstellung geben, die auch die oben beschriebenen Erscheinungen der inhomogenen Umkehr der Wasserstoffstreifen zu erklären imstande ist: als wesentlich für die spezifischen Eigenschaften der Emission — nämlich Spektralstreifen zu liefern, deren Breite von der Erregungsart, vom Gasdruck und von der Länge der leuchtenden Schicht abhängt — und für die Absorption sind dabei die Störungen anzusehen, die die regelmäßigen Schwingungen der Elektronen nach relativ sehr kurzer Zeit erleiden —, die man sich z. B. durch die molekularen Zusammenstöße entstanden denken kann, wenn man annimmt, daß die elektrische Ladung des das schwingende Elektron enthaltenden Moleküls die Zahl seiner Zusammenstöße wesentlich vergrößert.

Dies näher auseinanderzusetzen ist der Zweck der folgenden Paragraphen, die bekannte Konsequenzen der Dispersionstheorie mit Überlegungen von LORENTZ und MICHELSON verknüpfen.

R. W. WOOD, Wied. Ann. 59, 238, 1896; A. A. MICHELSON, Phil. Mag. (5) 34, 280, 1892; Astr. Journ 2, 251, 1895 usw.; J. E. LILIENFELD, Verh. d. D. Phys. Ges. 8, 182, 1906.

[1]) Daß die Wasserstofflinien, speziell H_α, nicht eine einfache Linie sind, sondern aus zwei um etwa 0,14 Å. getrennten Komponenten bestehen [vgl. A. A. MICHELSON, Phil. Mag. (5) 34, 288, 1892; L. JANICKI, Ann. d. Phys. (4) 19, 77, 1906; O. SCHÖNROCK, Ann. d. Phys. (4) 20, 1013, 1906], beeinflußt unsere Schlüsse wegen der großen Streifenbreite in keiner Weise.

Der Vergleich mit der Erfahrung erlaubt, jene Zeit τ zwischen zwei „Störungen" wenigstens der Größenordnung nach zu berechnen — sie ist nämlich, bis auf den Faktor 2, nichts als der reziproke Wert der „Dämpfungskonstante" ν' (vgl. S. 59 u. 71), so daß diese die physikalische Bedeutung der doppelten Zahl der „Störungen" pro Sekunde erhält. So ergibt sich für τ im Falle des untersuchten Wasserstoffs ein Wert von der Ordnung 10^{-11} Sek. [1]). Bedenkt man zugleich die relativ geringe Zahl strahlender Zentren im Vergleich zur Gesamtzahl der Moleküle (etwa 1:50 000, vgl. §. 4), so gelangt man zu der Ansicht, daß sich zwischen den leuchtenden Gasteilchen und den übrigen Molekülen kein statistisches Gleichgewicht der kinetischen Energie ausbilden kann, eine Vorstellung, die, wie mir scheint, für das Verständnis dieser Erscheinungen wesentlich ist.

§ 8. Der Verlauf der Absorption innerhalb eines isolierten Absorptionsstreifens ist durch die Dispersionstheorie vollständig gegeben. Die in der Gleichung 3)

$$\frac{E_L}{A_L} = \frac{E_0}{A_0}$$

enthaltene Größe A_0 ist nach ihrer Definition in Gleichung 1)

$$A_0 = 4\pi \frac{n\varkappa}{\lambda}, \tag{4a}$$

wobei $n\varkappa$ als Extinktionskoeffizient bezeichnet wird und λ die Wellenlänge des betreffenden Lichtes in der absorbierenden Substanz bedeutet. Da es sich hier um ein leuchtendes Gas handelt, dessen Brechungsexponent selbst im Gebiete der anomalen Dispersion nur außerordentlich wenig von 1 verschieden ist [2]), kann man für λ unbedenklich die Wellenlänge im freien Äther setzen und auch die geringen Änderungen der Wellenlänge im Bereiche des Absorptionsstreifens vernachlässigen, mithin an Stelle von λ

---

[1]) Von derselben Ordnung sind nach den Messungen von L. GEIGER (Ann. d. Phys. 23, 758, 1907; vgl. W. VOIGT, Magneto- und Elektrooptik, S. 143, Leipzig 1908) die entsprechenden Werte der Natrium-, Kalium- oder Lithiumlinien in Flammen.

[2]) Vgl. speziell im Fall des leuchtenden Wasserstoffs R. LADENBURG und St. LORIA, l. c.

den konstanten Wert λ_0 des Schwerpunktes des Absorptionsstreifens bzw. die Frequenz

$$\nu_0 = \frac{2\pi c}{\lambda_0}$$

setzen, wobei c die Lichtgeschwindigkeit bedeutet. Für die Abhängigkeit des Extinktionskoeffizienten von der Schwingungszahl innerhalb eines isolierten schmalen Absorptionsstreifens ergeben die Dispersionstheorien den Wert [1])

$$n\varkappa = 2\pi \mathfrak{N} \frac{e^2}{m} \frac{\nu' \nu_0}{F^2 + \nu'^2 \nu_0^2}, \qquad 4\,b)$$

wobei $\mathfrak{N}$ die Zahl der „Dispersionselektronen" der Eigenschwingung ν_0 pro Volumeneinheit, e ihre Ladung, m ihre Masse bezeichnet, ν' die „Dämpfungskonstante", die durch die Bewegungsgleichung des Elektrons

$$x'' + \nu' x' + \nu_0^2 x = \frac{e}{m} X \qquad 5)$$

definiert ist [2]), und

$$\left.\begin{aligned} F^2 &= \nu_0^2 - \nu^2 \text{ nach der Drudeschen Theorie,} \\ &= \nu_0^2 - \nu^2 - \frac{4}{3}\pi \mathfrak{N} \frac{e^2}{m} \text{ nach der Planckschen Theorie,} \\ &= \nu_0^2 - \nu^2 + \frac{\nu'^2}{4} - \frac{4}{3}\pi \mathfrak{N} (1+\sigma) \frac{e^2}{m} \text{ nach der Lorentzschen Theorie} \end{aligned}\right\} \qquad 6)$$

ist; ν bedeutet dabei den variablen Wert der Schwingungszahl, zu dem das betreffende $n\varkappa$ gehört, und σ ist klein gegen 1). Im Falle der beschriebenen Versuche kann man sich unbedenklich auf die Drudesche Theorie beschränken, d. h.

$$\frac{\nu'^2}{4} - \frac{4}{3}\pi \mathfrak{N} (1+\sigma) \frac{e^2}{m} \text{ als klein im Vergleich zu } \nu_0^2 - \nu^2 \qquad 7)$$

ansehen; selbst bei einem Abstande vom Schwerpunkte des Absorptionsstreifens, der nur 0,1 Å. beträgt, hat im Falle der roten Wasserstofflinie ($\lambda_0 = 6563$ Å.)

$$\nu_0^2 - \nu^2$$

[1]) Vgl. L. Natanson, Bull. de l'Acad. d. Sc. de Cracovie, Avril 1907, S. 327; W. Voigt, Magneto- und Elektrooptik, Leipzig 1908, S. 103 ff.

[2]) Vgl. P. Drude, Wied. Ann. 48, 542, 1893; Ann. d. Phys. (4) 1, 437, 1900.

den Wert $2{,}5 . 10^{26}$, während für die extrem großen Werte[1])

$$\mathfrak{N} = 5 . 10^{13} \quad \text{und} \quad \nu' = 3 . 10^{12},$$

die jedenfalls größer sind als die den höchsten Drucken bei meinen Versuchen entsprechenden Werte,

$$\frac{4}{3} \pi \mathfrak{N} \frac{e^2}{m} \text{ nur } = 5 . 10^{22}$$

und

$$\frac{\nu'^2}{4} = 2{,}2 . 10^{24}$$

wird; also ist die Ungleichung 7) erfüllt.

Setzt man schließlich zur Abkürzung

$$\nu_0 - \nu = \mu$$

und

$$F^2 = \nu_0^2 - \nu^2 = 2 \nu_0 \mu,$$

so wird

$$A_0 = \frac{4 \pi}{c} \mathfrak{N} \frac{e^2}{m} \cdot \frac{1}{\nu'} \frac{1}{1 + 4 \left(\frac{\mu}{\nu'}\right)^2}. \qquad 8)$$

Da nach dieser Gleichung A_0 seinen Maximalwert an der Stelle $\mu = 0$ erreicht, ergibt sich aus der Dispersionstheorie, daß das Maximum der Absorption mit der Eigenfrequenz des freischwingenden Elektrons zusammenfällt, d. h. die „Erklärung der Linienumkehr". Allerdings nur formal. Denn das der Theorie zugrunde gelegte Prinzip der Resonanz ist bekanntlich an und für sich nicht imstande, eine derartige Absorption zu erklären; dieses Prinzip berechtigt keineswegs zur Einführung des „Reibungsgliedes" $\nu' x'$ in die Bewegungsgleichung des Elektrons, auf Grund dessen unsere Gleichung 8) für A_0 entstanden ist. Die einzige nach der Elektronentheorie auf das Elektron wirkende Kraft, die man mit dem Namen eines Widerstandes bezeichnen könnte, ist die Strahlungsdämpfung, die, wie PLANCK[2]) gezeigt, streng dem dritten Differentialquotienten von x nach der Zeit, in gewisser Annäherung

---

[1]) Vgl. die Messungen von ST. LORIA und R. LADENBURG aus der Dispersion und von R. LADENBURG aus der Magnetorotation des leuchtenden Wasserstoffs, l. c.

[2]) M. PLANCK, Wied. Ann. 60, 591, 1897; Ann. d. Phys. (4) 9, 627, 1902; ferner Sitzungsberichte der Königl. Preuß. Akad. d. Wiss. zu Berlin 1902, S. 370 ff.; 1903, S. 480 ff. usw.

proportional x' gesetzt werden kann; die hierdurch bewirkte „Zerstreuung der Energie“ ist jedoch in vielen Fällen[1]), speziell im Falle des Wasserstoffs[2]), viel zu klein, als daß sie von der beobachteten Absorption Rechenschaft geben könnte.

Deshalb soll im folgenden unsere Vorstellung der Absorption dahin fixiert werden, daß wir sie als erzeugt durch die Störungen ansehen, die die regelmäßigen Schwingungen der Elektronen in gewissen Zeitintervallen erleiden, z. B. infolge der Zusammenstöße der Moleküle, an denen sie haften (vgl. oben § 7, S. 69), eine Vorstellung, die von H. A. LORENTZ[3]) begründet ist. Bis zu einer derartigen Störung nämlich wird die Amplitude des zum Mitschwingen erregten Elektrons kontinuierlich wachsen, besonders bei Koinzidenz der Frequenz des einfallenden Lichtes mit der Frequenz der Eigenschwingung des Elektrons. Durch jene Störung aber soll der regelmäßigen Schwingung des Elektrons ein Ende gemacht und diese in eine Bewegung ganz anderer Form, in ungeordnete Bewegung, verwandelt werden. Auf diese Weise wird die Schwingungsamplitude ebenso wie durch einen der Geschwindigkeit proportionalen Widerstand verhindert, über eine gewisse Grenze hinauszuwachsen. Unter dieser Voraussetzung erhält LORENTZ[4]) auf Grund einer Wahrscheinlichkeitsbetrachtung in erster Annäherung das folgende Resultat: Im Mittel einer großen Zahl gleichbeschaffener Elektronen wird die erzwungene Schwingung eines ungedämpft schwingenden Elektrons, das also der Gleichung

$$x'' + \nu_0^2 x = a e^{i\nu t}$$

---

[1]) Vgl. H. A. LORENTZ, Proc. Amst. 25, I, 1906.

[2]) Die Größe dieser Strahlungsdämpfung ist in unserer Bezeichnungsweise

$$\nu' = \frac{2 \nu_0^2 e^2}{3 m c^3},$$

hat also im Falle der roten Wasserstofflinie und $e/m = 5{,}3 \,.\, 10^{17}$, $e = 4{,}7 \,.\, 10^{-10}$ den Wert

$$\nu' = 1{,}5 \,.\, 10^7,$$

während aus den erwähnten Versuchen

$$\nu' = 10^{11} \text{ bis } 10^{12}$$

resultiert.

[3]) Vgl. H. A. LORENTZ, Kon. Ak. Van Wet. Te Amst., Deel 6, S. 506 u. 555, 1898; ferner Proc. Amst. 25, I, 1906; s. auch The Theory of Electrons by H. A. LORENTZ, S. 141, 306. Teubner 1909.

[4]) Vgl. vorhergehende Anm. und L. NATAUSON, l. c., S. 325.

genügt, das aber jedesmal nach einer Zeit τ, der „freien Schwingungszeit“, in seiner Schwingung gestört wird, identisch mit der erzwungenen Schwingung eines gedämpft schwingenden Elektrons, das der Gleichung

$$x'' + \nu' x' + \nu_0^2 x = a e^{i\nu t}$$

genügt, falls man den Faktor ν', der die Dämpfung charakterisiert, durch $2/\tau$ ersetzt. Die abgeleiteten Gleichungen, speziell Gl. 8), behalten also ihre Gültigkeit, falls nur

$$\nu' = 2/\tau$$

gesetzt wird; so geht die Gleichung 8) für A_0 über in

$$A_0 = \frac{2\pi}{c} \mathfrak{N} \frac{e^2}{m} \tau \frac{1}{1 + 4\left(\frac{\mu\tau}{2}\right)^2} = C \cdot \frac{1}{1 + 4\left(\frac{\mu\tau}{2}\right)^2}, \qquad 9)$$

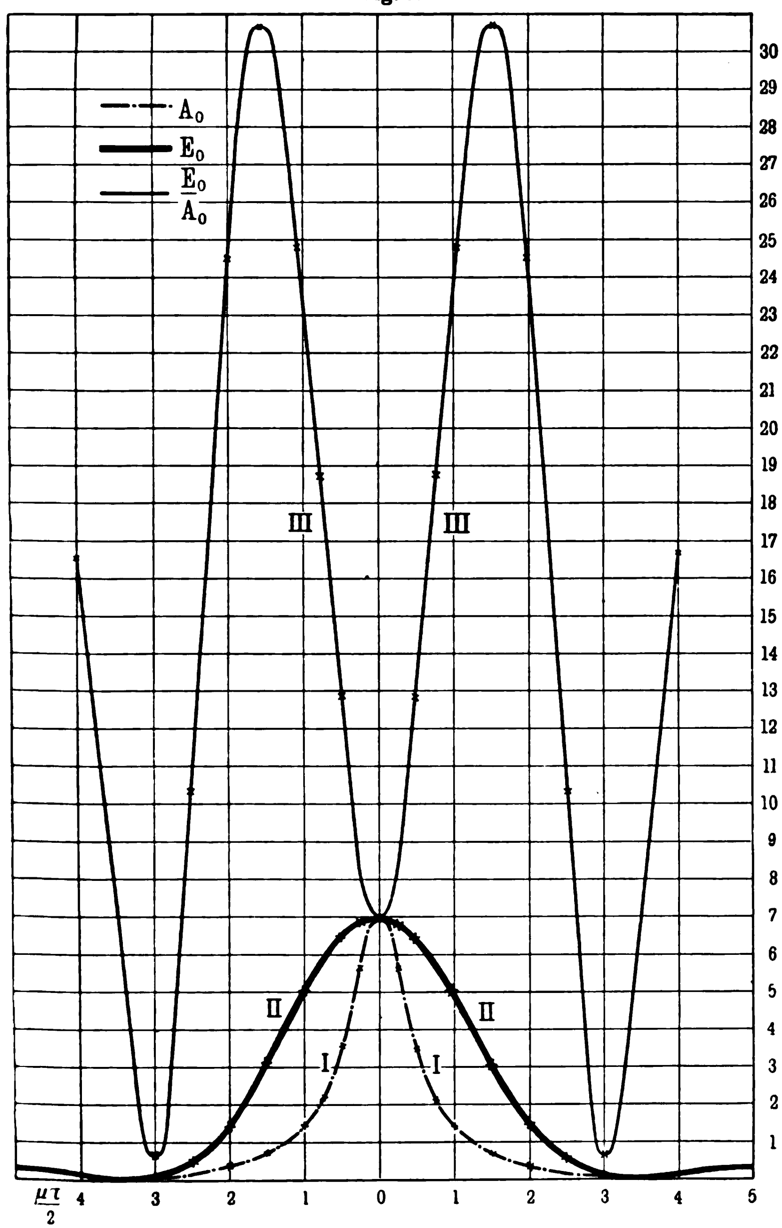
falls der von μ unabhängige Faktor mit C bezeichnet wird.

Die dieser Gleichung entsprechende Abhängigkeit der Größe A_0 von dem Produkt $\frac{\mu\tau}{2}$ ist in der Fig. 5 durch Kurve I (—·—·—) graphisch dargestellt: diese Kurve stellt also den universellen Verlauf der Absorption im Innern eines isolierten Absorptionsstreifens dar [1]).

§ 9. Wäre nun die hier besprochene Strahlung „Temperaturstrahlung“, so müßte, entsprechend dem in den § 3 und § 7 Gesagten, E_0 wenigstens in der näheren Umgebung von ν_0 dieselbe Abhängigkeit von μ besitzen wie A_0, denn nur dann wäre der Quotient E_0/A_0 konstant innerhalb des Spektralstreifens. Ein derartiger Ansatz über die Energieverteilung eines Spektralstreifens ist, soviel ich sehe, bisher noch nicht gemacht worden; er würde auch den oben beschriebenen Versuchen an leuchtendem Wasserstoff in keiner Weise entsprechen. Zu einem ganz anderen Schluß, der wenigstens qualitativ mit jenen Versuchen harmoniert, führt dagegen die durch unsere Auffassung der Absorption nahegelegte Vorstellung, daß auch der Verlauf des Emissionsstreifens bedingt ist durch den Wechsel von Phase, Amplitude oder Schwingungsebene, den die regelmäßigen Schwin-

[1]) Vgl. W. Voigt, l. c., Fig. 24, S. 115.

Fig. 5.



A_0
E_0
$\frac{E_0}{A_0}$
III
III
II
II
I
I
30
29
28
27
26
25
24
23
22
21
20
19
18
17
16
15
14
13
12
11
10
9
8
7
6
5
4
3
2
1
$\frac{\mu\tau}{2}$
4
3
2
1
0
1
2
3
4
5

gungen des Elektrons infolge der besprochenen „Störungen“ erleiden[1]). Zwischen zwei Zusammenstößen soll das Elektron eine Reihe konstanter, ungedämpfter Wellen[2]) der Periode ν_0 emittieren; die mittlere Länge r eines solchen ungestörten Wellenzuges und die mittlere Zeit τ, während dessen das Elektron ungestört schwingt, hängen durch die Gleichung

$$r/\tau = c$$

zusammen. Die in der Zeit τ emittierte ungedämpfte Welle wird dann für die Zeit von $-\tau/2$ bis $+\tau/2$ dargestellt durch die Gleichung

$$\varphi = a \cos \nu_0 x + b \sin \nu_0 x.$$

Fällt ein derartiger Wellenzug auf ein dispergierendes Prisma oder Gitter, so ist, wie MICHELSON[1]) mit Hilfe der Zerlegung der Funktion φ nach dem FOURIERschen Theorem gezeigt hat, die Verteilung der Intensität J (gleich dem Mittelwerte des Quadrats der Schwingungsamplitude, genommen über die Zeit) dieses Wellenzuges im Spektrum

$$J = \frac{a^2 + b^2}{4} \frac{\sin^2 \pi n r}{\pi^2 n^2}, \tag{10a}$$

wobei n die Änderung der reziproken Wellenlänge ist,

$$n = \delta \left(\frac{1}{\lambda}\right),$$

und in Schwingungszahlen ausgedrückt den Wert

$$\frac{1}{2\pi c} d\nu = \frac{\mu}{2\pi c}$$

hat. Ersetzen wir noch r durch $c\tau$, so geht die Gleichung 10a) über in

$$J = (a^2 + b^2) c^2 \frac{\sin^2 \frac{\mu\tau}{2}}{\mu^2}. \tag{10b}$$

---

[1]) Vgl. A. A. MICHELSON, Astroph. Journ. 2, 251, 1895; A. GODFREY, Phil. Trans. (A) 195, 329, 1901; O. SCHÖNROCK, Ann. d. Phys. (4) 22, 209, 1907.

[2]) Entsprechend den Auseinandersetzungen des § 7 kann die Strahlungsdämpfung unbedenklich vernachlässigt werden.

Dieser Ausdruck für J, multipliziert mit der Zahl der Elektronen pro Volumeneinheit, gibt die unter Vernachlässigung der eigenen Absorption von der Volumeneinheit ausgesandte Strahlungsintensität, d. h. die von uns definierte Funktion E_0, indem einerseits die Zeit der Beobachtung groß gegen τ und andererseits eine große Zahl gleichwertiger Elektronen derselben Eigenfrequenz ν_0 vorausgesetzt wird.

Also ergibt sich für den Verlauf der Funktion E_0 innerhalb des Spektralstreifens der Ausdruck

$$E_0 = C_1 \frac{\sin^2 \frac{\mu\tau}{2}}{\left(\frac{\mu\tau}{2}\right)^2}, \tag{11}$$

wobei der von μ unabhängige Faktor mit C_1 bezeichnet ist, und wir erhalten schließlich für den Verlauf des Quotienten von E_0 und A_0, mit Benutzung der Gleichung 3b), die Beziehung

$$\frac{E_0}{A_0} = \frac{E_L}{A_L} = \frac{C_1}{C} \frac{\sin^2 \left(\frac{\mu\tau}{2}\right)}{\left(\frac{\mu\tau}{2}\right)^2} \left\{1 + 4\left(\frac{\mu\tau}{2}\right)^2\right\}. \tag{12}$$

Die graphische Darstellung von E_0 ergibt die stark ausgezogene Kurve II der Fig. 5 (S. 75) und diejenige des Quotienten E_0/A_0 die schwach ausgezogene Kurve III; als Abszisse ist stets das Produkt $\frac{\mu\tau}{2}$ eingetragen. An der Kurve E_0 fallen die aus experimentellen Beobachtungen nicht bekannten sekundären Maxima $\left(\text{bei } \frac{\mu\tau}{2} \text{ etwa} = \pm 5\right)$ auf, auf die im größeren Abstande vom Schwerpunkte noch weitere folgen; ihnen entsprechen die seitlichen Maxima der Kurve III, die in der Figur nur angedeutet sind.

§ 10. Um nun die beobachtete Änderung des Quotienten E/A mit dem hier berechneten Verlauf von E/A zu vergleichen, sind in letzterem statt der Werte $\frac{\mu\tau}{2}$ Wellenlängen als Abszissen zu verwenden. Die Größe von $\tau/2 = 1/\nu'$ kann, wie oben (§ 4) erwähnt, aus früheren Messungen der Dispersion und aus der Linienbreite wenigstens der Größenordnung nach geschätzt werden, höheren

Drucken entsprechen bei gleichen Erregungsbedingungen breitere „Streifen“ und kleinere Werte von τ, und μ ist durch die Beziehung

$$\mu = d\lambda \frac{2\pi c}{\lambda^2}$$

in Wellenlängen umzurechnen. In Fig. 6 ist der Verlauf von E/A als Funktion von λ (in Ångströmeinheiten gemessen) eingezeichnet, und zwar

$$1. \text{ für } \frac{\tau}{2} = \frac{1}{\nu'} = 1{,}1 \, . \, 10^{-12}$$

(stark ausgezogene Kurve I) und

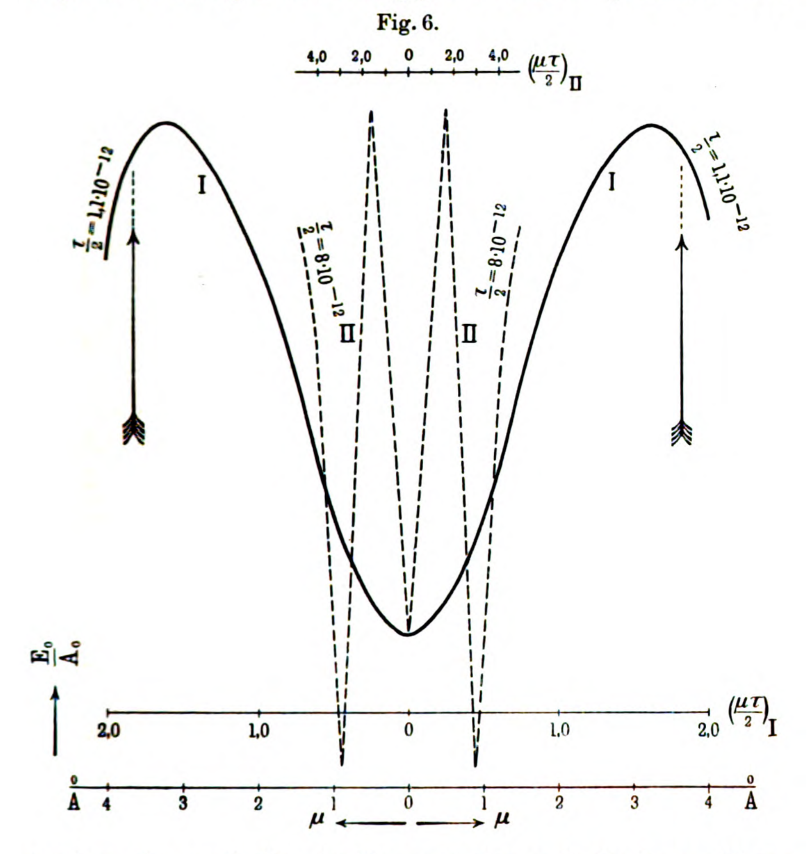
$$2. \text{ für } \frac{\tau}{2} = 8 \, . \, 10^{-12}$$

(gestrichelt gezeichnete Kurve II), die den bei den Beobachtungen (§ 6, S. 64) verwendeten zwei verschiedenen Drucken (von etwa 25 und 1 mm) entsprechen sollen. Die Kurve I zeigt vollkommen den Verlauf der (im Falle II, S. 64, vgl. Fig. 3) beobachteten Änderung von E/A: ein Minimum in der Mitte und Maxima an den Rändern — der weitere Verlauf konnte bei den Versuchen nicht zur Wahrnehmung gelangen, da der „Streifen“ nur eine Gesamtbreite von etwa 7 Å. hatte und dort, wo keine merkliche Emission und Absorption stattfindet, auch keine Helligkeitsänderung des kontinuierlichen Spektrums wahrgenommen werden kann. Was Kurve II betrifft, so ist sie nur für $\frac{\mu\tau}{2} < 3$ (d. h. innerhalb der sekundären Maxima von E_0, vgl. Fig. 5 und S. 74) mit den Versuchen bei 1 mm in Übereinstimmung zu bringen (S. 64 und Fig. 3); denn die Beobachtungen ergaben eine helle Mitte und dunkle Ränder des Streifens, während nach der Berechnung darauf wieder Maxima folgen müßten. Letztere ergibt außerdem noch ein schmales Minimum in der Mitte, das sich aber wegen mangelnder Dispersion der Beobachtung entzogen haben kann. (Hierauf bezieht sich die Bemerkung im § 6, S. 67.)

Die in § 6 erwähnten Beobachtungen an FRAUNHOFERschen Linien entsprechen genau dem mittleren Teil der berechneten Kurve II der Fig. 6 $\left(\text{nämlich für } \frac{\mu\tau}{2} < 3\right)$: in dunkeln Absorp-

tionsstreifen zeigt sich ein heller mittlerer Teil, der seinerseits bei genügender Dispersion häufig durch eine schwarze Linie in zwei Teile geteilt ist. Freilich wäre es ein Zirkelschluß, hierin eine Bestätigung unserer Berechnungen zu sehen, da erst irdische Versuche und Überlegungen uns über das Zustandekommen derartiger Erscheinungen Aufklärung geben können — jedenfalls wider-

Fig. 6.



sprechen aber auch diese im Sonnenspektrum beobachteten Phänomene nicht unseren theoretischen Konsequenzen.

Wenn also die entwickelten Berechnungen wegen der verschiedenen mehr oder weniger gewagten Hypothesen und wegen der vorläufigen Unsicherheit der Größe der „freien Schwingungszeit“ τ nicht den Anspruch der Exaktheit machen können, so

liefern sie doch einen möglichen Ansatz zur Theorie der Erzeugung der Spektrallinien und geben wenigstens qualitativ innerhalb der erwähnten Grenzen Rechenschaft von den bei der Umkehr der Wasserstoffstreifen beobachteten Phänomenen; weitere Versuche werden zeigen, wie weit jene ersten orientierenden Ansätze einer Lumineszenzstrahlung betreffend die Theorie verbreiterter Spektrallinien quantitativ gültig sind.

Breslau, Physikalisches Institut der Universität.

Verhandlungen

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

12. Jahrg.	15. Februar 1910.	Nr. 3.

Sitzung vom 21. Januar 1910.

Vorsitzender: Hr. H. Rubens.

Vor Eintritt in die Tagesordnung macht der Vorsitzende Mitteilung von dem am 17. Januar erfolgten Ableben des

Wirkl. Geh. Ober-Reg.-Rat
Professor Dr. **Friedrich Kohlrausch,**
früher Präsident der Physikalisch-Techn. Reichsanstalt.

Die Anwesenden erheben sich zu Ehren des Dahingeschiedenen von ihren Sitzen. Eine Trauerfeier wird später noch veranstaltet werden.

Hr. **H. Rubens** berichtet sodann über

Versuche mit langwelligen Wärmestrahlen

nach gemeinsam mit Hrn. **H. Hollnagel** angestellten Versuchen.

Sodann demonstriert Hr. **W. Scheffer**

zwei einfache Hilfsapparate für den Unterricht in der wissenschaftlichen Photographie.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Egon Alberti, Halensee, Joachim-Friedrichstraße 47.
Hr. Fritz Schulze, Berlin NO. 18, Virchowstraße 1.
(Beide vorgeschlagen durch Hrn. H. Rubens.)

Hr. Prof. Dr. Friedr. Krüger, Danzig-Langfuhr, Hauptstraße 141.
(Vorgeschlagen durch Hrn. Karl Scheel.)

Hr. W. Volkmann, Charlottenburg 1, Eosanderstraße 5.
(Vorgeschlagen durch Hrn. R. Heyne.)

Hr. Dr. L. Mandelstam, Straßburg, Physikalisches Institut.
(Vorgeschlagen durch Hrn. E. Regener.)

Hr. Oberpostpraktikant F. Lüschen, Groß-Lichterfelde W., Ladenbergstraße 7.
(Vorgeschlagen durch Hrn. R. Güntsche.)

Hr. Dr. Stanislaw Loria, Berlin N. 24, Johannisstraße 11.
(Vorgeschlagen durch Hrn. H. du Bois.)

Der Vorstand und der Beirat der Deutschen Physikalischen Gesellschaft haben in ihrer Sitzung vom 21. Januar 1910 beschlossen, den § 5 der Satzungen:

> Die Mitglieder der Gesellschaft teilen sich nach der Verschiedenheit ihrer Rechte und Pflichten in zwei Gruppen:
> a) die Gruppe der Berliner Mitglieder,
> b) die Gruppe der Auswärtigen Mitglieder.
> Die Zugehörigkeit zur Gruppe a) ist obligatorisch für alle in Berlin und den Vororten von Berlin wohnhaften Mitglieder, fakultativ für die übrigen;

dahin auszulegen, daß als Vororte von Berlin alle im Bereiche des Eisenbahnvorortverkehrs gelegenen Ortschaften gelten.

Versuche mit langwelligen Wärmestrahlen;
von H. Rubens und H. Hollnagel[1]).

(Vorgetragen in der Sitzung vom 21. Januar 1910.)

(Vgl. oben S. 81.)

Bisher bildete die Wellenlänge der Reststrahlen von Sylvin die äußerste Grenze, bis zu welcher man im ultraroten Spektrum vorgedrungen war[2]). Zwar ist die Energie dieser Strahlen im Vergleich mit der Intensität der Gesamtstrahlung eines heißen Körpers stets eine außerordentlich geringe, aber es gelingt doch ohne Schwierigkeit, durch Wahl einer geeigneten Strahlungsquelle bei passender Konzentration, die Reststrahlen von Sylvin in solcher Stärke zu erhalten, daß ein empfindliches Mikroradiometer einen Ausschlag von 60 bis 80 mm ergibt, welcher sich auf einige Promille genau messen läßt. Diese Energiemenge ist für eine Wellenlängenmessung mit Spektrometer und Beugungsgitter noch gerade ausreichend; die Spektrometerspalten müssen dabei aber sehr breit gemacht werden, so daß man nur einen mittleren Wert der Wellenlänge, jedoch kein Bild von der Energieverteilung der Strahlen gewinnen kann. Gegenüber der Anwendung des Spektrometers und Beugungsgitters bietet die Benutzung eines geeigneten Interferometers für die Messung der Wellenlänge von Strahlen sehr geringer Intensität den großen Vorteil, daß die Energieverluste hier bedeutend kleiner sind. Nicht nur macht man sich von der Anwendung des ungemein energieschwachen Gitters frei, sondern es kommen auch die Einschnürungen des Strahlenbündels an den Spektrometerspalten in Wegfall.

Durch Anwendung einer geeigneten Interferenzmethode ist es uns gelungen, die Genauigkeit der Wellenlängenmessung im

---

[1]) Die vorliegende Veröffentlichung ist im wesentlichen ein Referat unserer in den Berichten der Kgl. Preuß. Akademie der Wissenschaften vom 6. Januar 1910 enthaltenen ausführlichen Abhandlung über Messungen im langwelligen Spektrum. In Beziehung auf Kontrollmessungen und auf Einzelheiten der Versuchsanordnung sowie der Berechnung und Verwertung der Resultate muß auf diese Arbeit verwiesen werden.

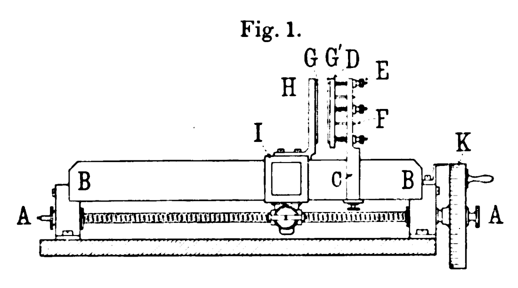
[2]) H. Rubens u. E. Aschkinass, Wied. Ann. 65, 241, 1898.



langwelligen Spektrum zu erhöhen und weiter als bisher in das Gebiet der langen Wellen vorzudringen.

Den wesentlichen Teil unseres Interferenzapparates bildet eine von dünnen Quarzplatten begrenzte planparallele Luftschicht, deren Dicke in meßbarer Weise variiert werden konnte. Die Einrichtung des Interferometers ist aus Fig. 1 zu ersehen. Es besteht aus einer kleinen Teilmaschine A—A, auf deren prismatischer Führungsschiene B - B der Messingträger C fest aufgeklemmt ist. In seinem oberen Teil ist dieser plattenförmige Träger C zu einem Ring von 5,5 cm lichter Weite ausgedreht und trägt mittels dreier Regulierschrauben E sowie mittels dreier Führungsstifte F den Messingring D, von welchem die eine der beiden Quarzplatten G' gehalten wird, welche die planparallele Luftschicht begrenzen. Die andere Quarzplatte G ist gleichfalls in einen Messingring (H) gefaßt, welcher direkt auf den Schlitten J der Teilmaschine aufgeschraubt ist. Wir verwendeten zwei verschiedene Quarzplattenpaare, von welchen das eine aus planparallelen, das andere aus keilförmigen Platten bestand. Alle Platten waren senkrecht zur optischen Achse geschnitten; die planparallelen waren 0,6 mm dick; bei den keilförmigen variierte die Dicke zwischen 0,4 und 0,8 mm. Die Ganghöhe der Schraube betrug im Mittel 0,5228 mm; der Trommelkopf K der Schraubenspindel war in 100 Teile geteilt, so daß der Drehung um einen Teil eine Verschiebung des Schlittens um 5,23 μ entspricht.

Fig. 1.

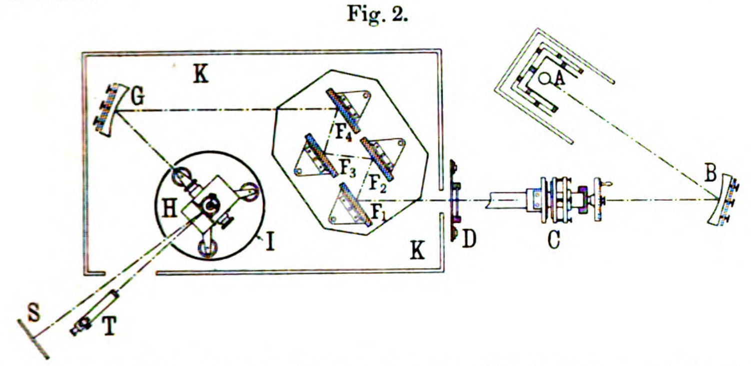


Als Material für die Platten, welche die planparallele Luftschicht begrenzen, ist der Quarz besonders geeignet. Er zeigt nicht nur in geringer Dicke hinreichende Durchlässigkeit, sondern besitzt auch einen sehr hohen Brechungsexponenten für lange Wellen. Nach früheren Messungen[1]) beträgt der Brechungsexponent des Quarzes für $\lambda = 56\,\mu$: $n = 2,18$, und es ist an-

[1]) H. Rubens u. E. Aschkinass, Wied. Ann. 67, 459, 1899.

zunehmen, daß er von dieser Stelle des Spektrums mit wachsender Wellenlänge dem Grenzwert $n = 2{,}15$ zustrebt. Der Brechungsexponent $n = 2{,}18$ entspricht einem Reflexionsvermögen $R = 13{,}8$ Proz. für normale Inzidenz. Für die Intensitätsschwankungen beim Durchgang homogener langwelliger Strahlung durch eine von Quarz begrenzte Luftplatte von variabler Dicke liefert die Airysche Formel Werte, welche 43 Proz. der Maximalenergie erreichen.

Fig. 2.

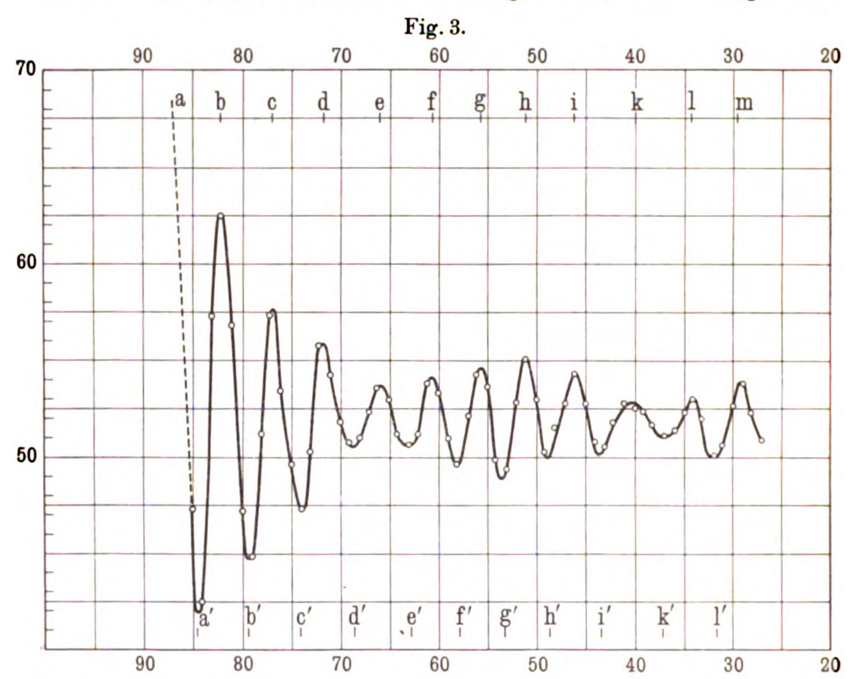


Unsere Versuchsanordnung ist in Fig. 2 schematisch dargestellt. A bedeutet einen als Strahlungsquelle dienenden Auerbrenner ohne Zugglas, B einen Hohlspiegel, welcher ein Bild des Strumpfes auf dem mittleren Teil der Luftplatte C des Interferometers entwirft. Hinter dem Interferenzapparat befindet sich ein Klappschirm D aus Steinsalz, welcher von dem Platze des Beobachters aus mit Hilfe eines Schnurlaufs betätigt wird. Nach Aufziehen des Klappschirmes treten die Strahlen in das Innere des Kastens K ein, welcher die reflektierenden Kristallplatten F_1 bis F_4, einen Hohlspiegel G und ein empfindliches Mikroradiometer H enthält. Auf dem Thermoelement des Mikroradiometers werden die Strahlen mit Hilfe des Hohlspiegels G zu einem Bilde des Auerstrumpfes vereinigt. Die Ruhelage des Instruments war an manchen Beobachtungstagen so gut, daß der Fehler einer einzelnen Ausschlagsmessung selten 0,2 mm überstieg, und daß selbst Ausschläge von 2 bis 3 mm durch Häufen von Beobachtungen auf einige Prozente genau gemessen werden konnten.

Zur Erzeugung der Reststrahlen von Steinsalz und Sylvin dienten wie üblich Platten, welche aus Staßfurter Salz geschnitten

waren. Dagegen mußten die für die Reststrahlen von Bromkalium und Jodkalium erforderlichen Platten aus geschmolzenem Salz gegossen werden. Das Schleifen und Polieren der Bromkaliumflächen bot keine Schwierigkeit, dagegen war es uns erst nach vielen vergeblichen Versuchen möglich, gute Jodkaliumspiegel zu erhalten. Die Hauptschwierigkeit bereitete uns hierbei die poröse Struktur des Materials, welche um so stärker hervortritt, je tiefer man in die gegossene Platte eindringt. Erst als wir gelernt

Fig. 3.



hatten, die Platten in feuchtem Zustande aufeinander abzuschleifen, wobei sich eine gesättigte Jodkaliumlösung bildet, welche in die Poren eindringt und beim allmählichen Trocknen unter fortgesetztem Schleifen die Poren mit fester Substanz ausfüllt, gelang es uns, brauchbare Flächen zu erhalten. Diese nahmen, mit Diamantine und Paraffinöl auf dem Handballen gerieben, eine gute Politur an, welche mehrere Tage anhielt.

Bei der Ausführung unserer Versuchsreihen sind wir stets folgendermaßen vorgegangen. Zuerst wurden die Quarzplatten

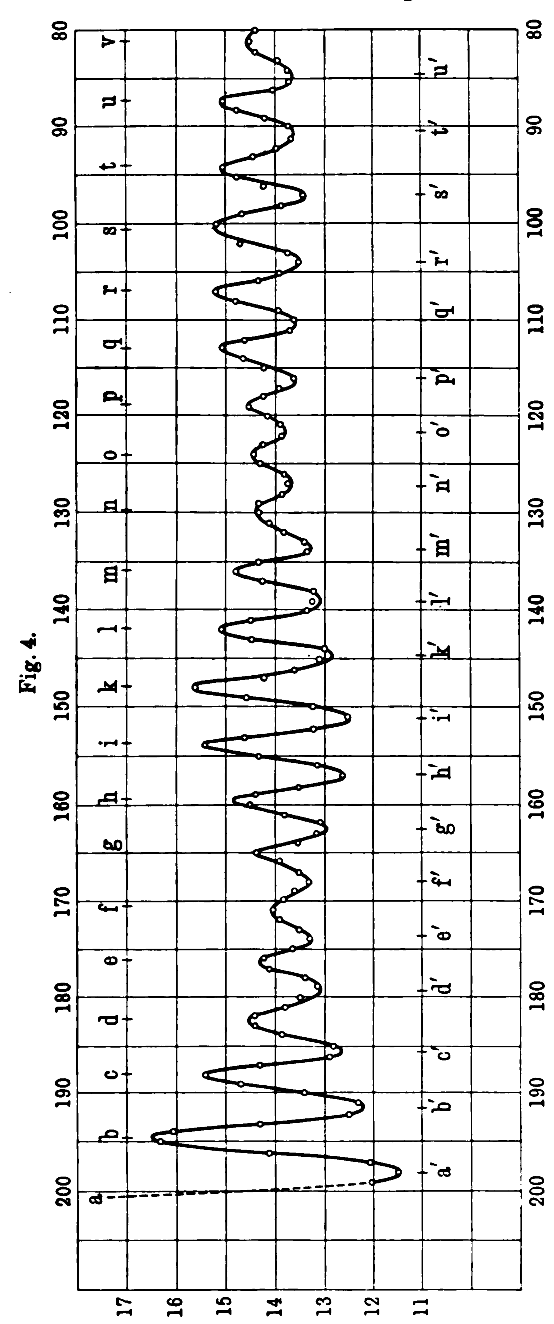

80
90
100
110
120
130
140
150
160
170
180
190
200
a b c d e f g h i k l m n o p q r s t u v
a' b' c' d' e' f' g' h' i' k' l' m' n' o' p' q' r' s' t' u'
17
16
15
14
13
12
11

Fig. 4.

sorgfältig parallel gestellt und zur Berührung gebracht, dann der Ausschlag am Radiomikrometer gemessen. Alsdann wurde die Teilmaschine um einen Teilstrich gedreht, wiederum der Ausschlag gemessen und in dieser Weise mit der Drehung der Teilmaschine und der Messung der Ausschläge fortgefahren, bis das gesamte Interferenzbild mit hinreichender Deutlichkeit hervortrat, bzw. bis die Interferenzstreifen anfingen, undeutlich zu werden.

Fig. 5.

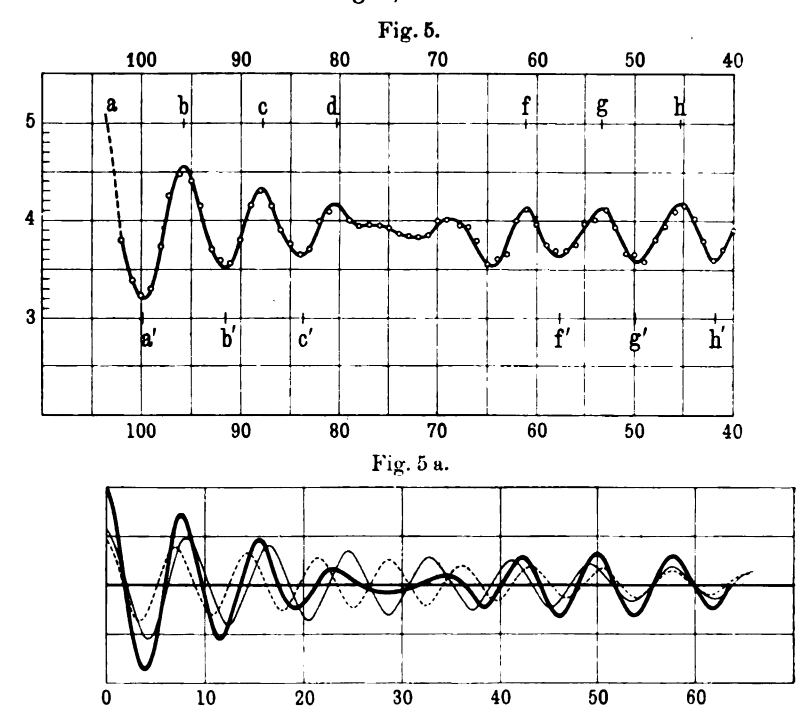


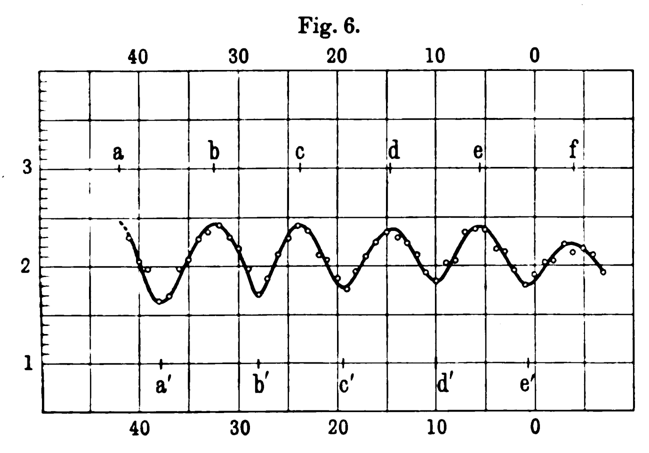
Fig. 5 a.

Über die erhaltenen Resultate geben die Figg. 3 bis 6 Aufschluß. Fig. 3 bezieht sich auf die Reststrahlen von Steinsalz, Fig. 4 auf diejenigen von Sylvin, Fig. 5 auf diejenigen von Bromkalium und Fig. 6 endlich auf diejenigen von Jodkalium. In allen Kurven sind die Ablesungen an der Trommel der Teilmaschine als Abszissen, die zugehörigen Ausschläge als Ordinaten aufgetragen. Die Differenzen der Abszissen zweier Kurvenpunkte entsprechen somit der zugehörigen Dicke der Luftplatte, ausgedrückt in Trommelteilen (1 Teil = 5,23 μ). An den mit a bezeichneten

Stellen der Kurven ist die Dicke der Luftplatte gleich Null, d. h. die Quarzplatten berühren sich.

In sämtlichen Kurven ist der zu erwartende Wellencharakter scharf ausgeprägt. Auch die Tiefe des ersten Minimums entspricht angenähert dem nach der Airyschen Formel zu erwartenden Werte. Eine andere Eigentümlichkeit tritt in den Kurven deutlich hervor. Sie erinnern lebhaft an die Kurven, welche man bei der mechanischen Aufzeichnung von Schwebungen erhält. Diese Ähnlichkeit ist keine rein äußerliche, vielmehr liegen in beiden Fällen analoge Ursachen vor. Wir haben es offenbar mit den Reststrahlen von Steinsalz, Sylvin und Bromkalium nicht mit einem

Fig. 6.



einzigen, sondern mit zwei Strahlungsgebieten von verschiedener mittlerer Wellenlänge zu tun. Daß die Maxima und Minima an keiner Stelle in den Kurven der Fig. 3, 4 und 5 vollkommen verschwinden, läßt erkennen, daß die beiden Streifen ungleich stark sind. Die Wellenlänge des stärkeren Streifens λ_1 erhält man mit großer Genauigkeit, indem man den Abstand A zweier „korrespondierender" Maxima oder Minima, ausgedrückt in Trommelteilen, durch die Anzahl n der dazwischenliegenden Halbwellen dividiert und mit dem vierfachen Werte eines Trommelteils multipliziert. Hierbei sollen solche Maxima oder Minima als „korrespondierende" gelten, welche gleichen Phasen der Schwebung entsprechen. So ist z. B. in Fig. 4 das Maximum a mit dem Minimum i' und mit dem Maximum s korrespondierend, ebenso b

mit k' und t, ferner a' mit k und s', b' mit l und t' usw. Selbstverständlich handelt es sich hierbei nur um eine Annäherung, denn es ist im allgemeinen nicht zu erwarten, daß sich das Verhältnis der Wellenlängen der beiden Streifen durch ganze Zahlen von geringer Größe ausdrücken läßt (im vorliegenden Beispiel 15 zu 17). Ein Irrtum in der Zuordnung der korrespondierenden Punkte um eine Halbwelle ergibt aber nur einen sehr geringen Fehler in der Wellenlänge des stärkeren Streifens.

Die Frage, ob der schwächere Streifen größere oder kleinere Wellenlänge besitzt als der stärkere, kann leicht auf Grund der folgenden Überlegung entschieden werden. Offenbar entspricht die Länge der Halbwelle in denjenigen Teilen der Interferenzkurve, in welchen beide Streifen in dem gleichen Sinne wirken und daher die Maxima und Minima am stärksten ausgeprägt sind, einem mittleren Wert, welcher größer ausfällt, als ihn der kurzwellige Streifen allein ergeben würde, aber kleiner ist, als man ihn erwarten müßte, wenn die Interferenzen nur von dem langwelligen Streifen herrührten. Bestimmt man diesen „mittleren Wert" der Halbwelle (l) und dividiert ihn in den Abstand A zweier „korrespondierender" Maxima oder Minima, so erhält man eine Zahl $\nu = A/l$, welche größer ist als n, wenn der schwächere Streifen kürzere Wellenlänge hat als der stärkere, und kleiner als n, wenn der schwächere Streifen der langwelligere ist. Die Wellenlänge des schwächeren Streifens berechnet sich im ersteren Falle zu $\lambda_2 = \lambda_1 \dfrac{n}{n+2} = \dfrac{A}{n+2} \cdot 20{,}91\,\mu$, im zweiten Falle zu $\lambda_2 = \lambda_1 \dfrac{n}{n-2} = \dfrac{A}{n-2} \cdot 20{,}91\,\mu$. Man sieht, daß die Wellenlänge des schwächeren Streifens λ_2 stärker durch die bis zu einem gewissen Grade willkürliche Wahl der Zahl n beeinflußt wird als λ_1.

Aus dem Anblick der Kurven kann man übrigens, wie aus der vorstehenden Überlegung hervorgeht, sofort erkennen, welcher der beiden betrachteten Fälle vorliegt. Ist der schwächere Streifen der langwelligere, so drängen sich die Maxima und Minima an denjenigen Stellen der Kurve zusammen, an welchen die Interferenzen schwach sind. Besitzt dagegen der schwächere Streifen kürzere Wellenlänge als der Hauptstreifen, so zeigt sich an jenen Stellen ein Auseinanderrücken der Interferenzen.

Um uns davon zu überzeugen, daß die beobachteten Doppelstreifen nicht von der selektiven Emission der Lichtquelle herrühren, haben wir für Reststrahlen von Steinsalz eine Aufnahme gemacht, bei welcher eine Nernstlampe als Strahlungsquelle diente. Hierbei waren die beiden Streifen ebenso ausgeprägt wie bei Anwendung eines Auerbrenners.

Außer der mittleren Wellenlänge der beiden Strahlungsgebiete lieferten uns aber die betrachteten Interferenzkurven auch ein Mittel, ein Urteil über die Homogenität der Reststrahlen bzw. ein angenähertes Bild ihrer Energieverteilung zu gewinnen. Wir denken uns zu diesem Zwecke die Energieverteilung in einem jeden der beiden Streifen in erster Annäherung durch eine dreikonstantige Gleichung von der Form dargestellt:

$$\varphi_\lambda = \varphi_1 \cdot \frac{\gamma_1^2}{\gamma_1^2 + 4\pi^2 z^2}, \qquad 1)$$

worin $z = \frac{\lambda - \lambda_1}{\lambda_1}$, für den zweiten Streifen sind in dieser Gleichung φ_1, γ_1 und λ_1 durch φ_2, γ_2 und λ_2 zu ersetzen.

Dies ist bekanntlich die Gleichung der Resonanzkurve, welche man erhält, wenn man eine nicht zu stark gedämpfte Sinusschwingung mit der Wellenlänge λ_1 und dem logarithmischen Dekrement γ_1 auf eine unendliche Zahl fast ungedämpfter Resonatoren von verschiedener Wellenlänge λ einwirken läßt und die Intensität der Schwingung in den verschiedenen Resonatoren als Funktion ihrer Eigenwellenlänge λ aufträgt. Die Wellenlänge des Maximums der Energiekurve λ_1 soll mit der mittleren Wellenlänge des betreffenden Streifens, dessen Energieverteilung durch die Gleichung 1) dargestellt werden soll, identisch sein. Gelingt es außerdem noch, die Größen γ_1 und φ_1, welche als weitere Konstanten in die Gleichung 1) eingehen, zu bestimmen, so läßt sich die Energiekurve zeichnen. Diese Konstanten kann man aber aus unseren Interferenzkurven direkt entnehmen; dies wird deutlich, wenn man sich die beiden Strahlenkomplexe durch zwei Züge von gedämpften Sinuswellen von der Wellenlänge λ_1 und λ_2 ersetzt denkt, welche das log-Dekrement γ_1 und γ_2 und das Intensitätsverhältnis $\frac{\varphi_2}{\varphi_1}$ besitzen. Bezüglich der Einzelheiten der Konstantenbestimmung verweisen wir auf unsere ausführliche Ver-

öffentlichung in den Berichten der Berliner Akademie. Für jede Reststrahlenart wurden mindestens drei verschiedene Versuchsreihen an verschiedenen Stellen der Teilmaschine aufgenommen. Bei den meisten Versuchsreihen wurden die planparallelen Quarzplatten verwendet, weil sie sich beim Einkitten weniger leicht verzogen als die keilförmigen. Beide Plattenpaare lieferten aber innerhalb der Fehlergrenzen stets dieselben Interferenzkurven.

Die Resultate unserer Wellenlängenmessungen und Konstantenbestimmungen sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt: Außer den Wellenlängen λ_1 und λ_2 des Haupt- und Nebenstreifens enthält dieselbe auch die „mittlere Wellenlänge“ λ_0, wie sie sich aus der Entfernung benachbarter Maxima und Minima an denjenigen Stellen der Interferenzkurve ergibt, an welchen die Interferenzen am stärksten hervortreten, z. B. im Anfang der Kurven. Für die Reststrahlen von Jodkalium konnte wegen der geringen Energie der Strahlen nur diese mittlere Wellenlänge genau gemessen werden. In der letzten Spalte der Tabelle sind die Molekulargewichte der untersuchten Substanzen angegeben. Man sieht, daß die mittlere Wellenlänge der Reststrahlen mit wachsendem Molekulargewicht zunimmt.

Reststrahlen von	Wellenlängen			γ_1	γ_2 [1]	$\frac{\varphi_2}{\varphi_1}$	M
	λ_1	λ_2	λ_0				
Steinsalz	53,6 μ	46,9 μ	51,7 μ	0,23	0,20	0,66	58,5
Sylvin	62,0	70,3	63,4	0,074	0,084	0,63	74,6
Bromkalium . .	86,5	75,6	82,3	0,18	0,16	0,74	119,0
Jodkalium . . .	—	—	96,7	—	—	—	166,0

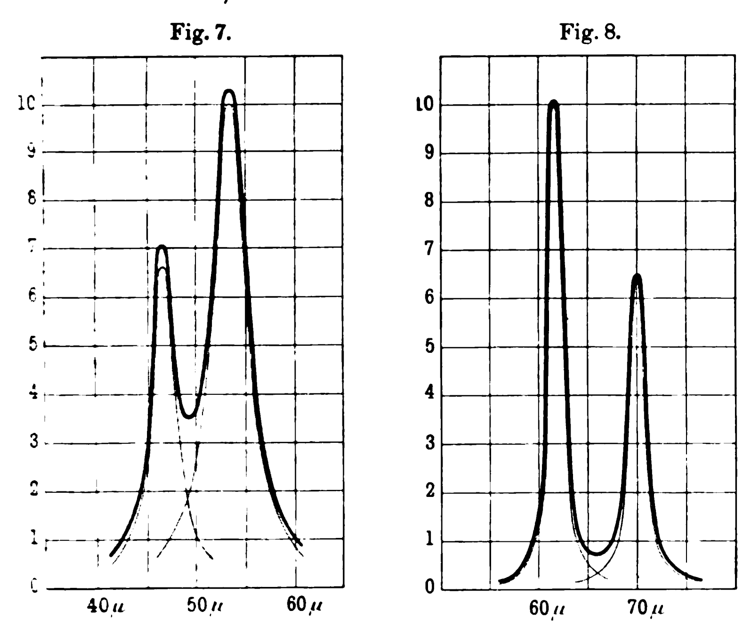
Mit Hilfe der angegebenen Konstanten sind die in den Fig. 7, 8 und 9 abgebildeten Energiekurven nach Formel 1) konstruiert. Daß diese Energieverteilungen in der Tat den Interferenzbildern mit großer Annäherung entsprechen, welche in den Fig. 3, 4 und 5 dargestellt sind, haben wir dadurch gezeigt, daß wir aus den Energieverteilungen rückwärts die Interferenzkurven

[1]) Es ist stets $\frac{\gamma_1}{\gamma_2} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2}$ gesetzt. Diese vereinfachende Annahme findet darin ihre experimentelle Begründung, daß die Schwebungen an verschiedenen Stellen der Interferenzkurven mit nahezu gleicher Stärke hervortreten.

berechneten und mit den Kurven der Fig. 3, 4 und 5 verglichen. Die Differenzen zwischen den beobachteten und berechneten Kurven sind für Reststrahlen von Bromkalium sehr klein, wie aus einer Vergleichung der Kurven 5 und 5a hervorgeht; aber auch in den übrigen Fällen sind die Unterschiede nicht erheblich.

Ein Vergleich der Ergebnisse unserer Wellenlängenmessungen mit den früheren Resultaten, welche mit dem Beugungsgitter erhalten worden sind, ist aus mehreren Gründen nicht ohne weiteres

Fig. 7. Fig. 8.

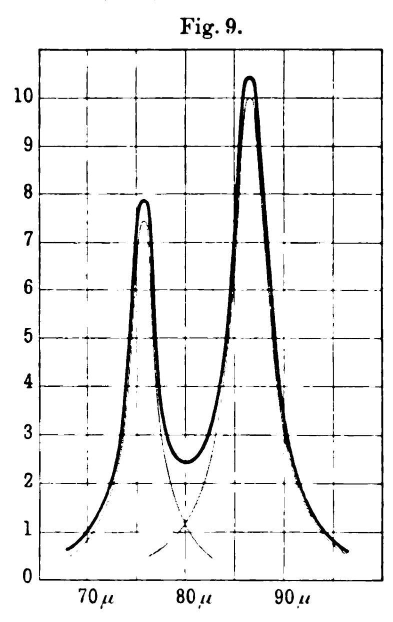


durchführbar. Einerseits haben neben dem Reflexionsvermögen der Platten auch die übrigen Bedingungen der Erzeugung auf die mittlere Wellenlänge der Reststrahlen einen gewissen Einfluß, andererseits ist die „mittlere Wellenlänge“ bei den Interferometermessungen und bei den Gittermessungen nicht in gleicher Weise definiert. Früher hatte sich für die „mittlere Wellenlänge“ der Reststrahlen von Steinsalz und Sylvin 51,2 bzw. 61,1 μ ergeben[1]).

[1]) H. Rubens und E. Aschkinass, l. c., S. 246 u. 247. Neuerdings haben auch die Herren E. F. Nichols und W. S. Day, Phys. Rev. 27, 225, 1908, die mittlere Wellenlänge der Reststrahlen von Steinsalz mit dem Gitter untersucht und dafür den Wert $\lambda = 52{,}3\,\mu$ erhalten.

Unter Berücksichtigung der vorgenannten Tatsachen kann die Übereinstimmung als befriedigend gelten. Jedenfalls sind die neuen Messungen in jeder Beziehung erheblich genauer und zuverlässiger als die Gitterbeobachtungen, bei welchen auch eine Trennung der beiden Maxima wegen der großen Spaltbreiten nicht möglich war. Aus dem Reflexionsvermögen des Bromkaliums für Reststrahlen von Steinsalz und Sylvin hat E. ASCHKINASS[1]) den Schluß gezogen, daß das Reflexionsmaximum dieser Substanz wahrscheinlich zwischen 60 und 70 μ gelegen sei. Wie man sieht, bleibt diese Schätzung wesentlich hinter der beobachteten Wellenlänge der Reststrahlen zurück.

Fig. 9.



Von den hier untersuchten Reststrahlen sind diejenigen von Steinsalz und Sylvin bereits bekannt. Dagegen gehören die Reststrahlen von Bromkalium und Jodkalium einem Spektralgebiet an, von welchem man bis jetzt keine Kenntnis besaß, und es ist daher von Interesse, das Verhalten dieser Strahlen nach einigen Richtungen hin näher zu untersuchen. Hierbei kommen allerdings hauptsächlich die Reststrahlen von Bromkalium in Betracht, da die Reststrahlen von Jodkalium für viele Messungen zu schwach sind. Immerhin war es uns möglich, die Absorption jener langwelligen Strahlen von fast $^1/_{10}$ mm Wellenlänge in einer Reihe von Substanzen zu untersuchen.

Über die Resultate der Absorptionsmessungen gibt die folgende Tabelle Aufschluß. Unter der Durchlässigkeit in Prozenten ist der hundertfache Quotient der beiden Ausschläge zu verstehen, welche nach und vor dem Einschalten der betreffenden Substanz in den Strahlengang beobachtet wurden. Auf die

[1]) E. ASCHKINASS, Ann. d. Phys. (4) 1, 42, 1900.

Reflexion an den Oberflächen der Platten ist hierbei nicht Rücksicht genommen.

Material	Dicke d mm	Prozentische Durchlässigkeit D für	
		Reststrahlen von Bromkalium	Reststrahlen von Jodkalium
Quarz	0,60	64,9	—
"	2,00	47,6	59,2
"	3,03	39,2	—
"	4,03	31,4	50,4
Paraffin	2,90	47,6	54,5
Glimmer	0,02	51,7	25.0
Hartgummi . . .	0,40	30,3	43,0
Wasser	0,0026	77,3	—
Fluorit	3,48	0	0
Steinsalz	3,00	0	0
Glas	2,20	0	0
Sylvin	4,10	0	0
Wasserdampf . .	400,00	38,7	33,0
Kohlendioxyd . .	400,00	100,0	—

Die untersuchte dünne Wasserschicht war eine Seifenlamelle, welche 10 Proz. Glyzerin und 1 Proz. ölsaures Natron enthielt. Sie wurde mit Hilfe des früher benutzten Apparates erzeugt und während der Messung konstant gehalten [1]). Auch die Dickenmessung geschah in der früher beschriebenen Weise auf optischem Wege. Da indessen die Dicke der Membran an verschiedenen Stellen zwischen 2,2 und 3,0 μ schwankte, so ist das Resultat nur angenähert richtig.

Zur Messung der Wasserdampfabsorption wurde ein 40 cm langes, 9 cm weites Messingrohr mit offenen Enden in den Strahlengang eingeschaltet, welches durch elektrische Heizung auf einer Temperatur von 150° gehalten wurde. Durch einen seitlichen Rohransatz konnte aus einem Siedegefäß Wasserdampf von 100° und Atmosphärendruck in das Rohr eingelassen werden. Innerhalb des Rohres wurde der Wasserdampf überhitzt; auch beim Austritt des Dampfes aus den offenen Rohrenden trat zunächst keine Kondensation ein; eine schwache Wolkenbildung zeigte sich erst in größerer Höhe über dem Rohr. Während die Rest-

[1]) H. Rubens u. E. Ladenburg, Verh. d. D. Phys. Ges. 11, 16, 1909.

strahlen von Steinsalz und Sylvin in einer 40 cm langen Wasserdampfschicht nahezu vollkommen absorbiert werden, geht durch eine solche Schicht noch ein sehr erheblicher Bruchteil der Reststrahlen von Bromkalium und Jodkalium hindurch. Die Absorption des Wasserdampfes ist in dem Spektralgebiet zwischen 80 und 100 μ zwar immer noch sehr beträchtlich, aber zweifellos geringer als in dem Wellenlängenbereich von 50 bis 70 μ. Das gleiche gilt von der Absorption des flüssigen Wassers. Für die Reststrahlen von Steinsalz hatte sich der Extinktionskoeffizient g zu 0,68 ergeben[1]). Für die Reststrahlen des Bromkaliums berechnet sich der Extinktionskoeffizient des Wassers aus den Zahlen der vorstehenden Tabelle[2]) zu

$$g = \log \text{nat} \frac{100}{D} \frac{\lambda}{4 \pi d} = 0{,}66.$$

Daß sich hier trotz der größeren Wellenlänge ein kleinerer Extinktionskoeffizient ergibt, zeigt, daß die Schwächung des Strahles, bezogen auf die gleiche Weglänge, eine geringere ist.

Bekanntlich hat DRUDE aus der Dispersion des Wassers im sichtbaren und angrenzenden Spektralgebiet und mit Benutzung des bekannten Wertes der Dielektrizitätskonstanten für unendlich lange Wellen das Gebiet der metallischen Absorption des Wassers zu 79 μ berechnet. Die starke Absorption, welche die Reststrahlen von Steinsalz und Sylvin im Wasserdampf erfahren, schien dieses Resultat zu bestätigen[3]). Es ist jedoch durch neuere Versuche gezeigt worden, daß die Voraussetzungen der DRUDEschen Berechnung nicht erfüllt sind und daß daher dem Ergebnis jener Rechnung keine Bedeutung zukommt[4]).

Besonders eingehend ist die Absorption, welche der Quarz für die verschiedenen Reststrahlen besitzt, von uns untersucht worden. Diese Frage bietet hier ein besonderes Interesse, weil unserere Interferometerplatten aus Quarz bestanden und eine

---

[1]) H. RUBENS u. E. LADENBURG, Le Radium 6, 108, 1909.

[2]) Eine merkliche Reflexion der langwelligen Strahlung findet an der Seifenlamelle infolge ihrer schwachen Absorption und geringen Dicke nicht statt.

[3]) H. RUBENS u. E. ASCHKINASS, l. c., S. 252.

[4]) H. RUBENS u. E. LADENBURG, Ber. der Kgl. Preuß. Akad. d. Wissensch. 1908, S. 174.

selektive Absorption in den Quarzplatten einen Einfluß auf die Wellenlängenmessung ausüben muß. Unsere Resultate sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt.

Quarzplatten, senkrecht zur Achse geschnitten.

Dicke *d*	Prozentische Absorption *A* für die Reststrahlen von			
mm	Steinsalz	Sylvin	Bromkalium	Jodkalium
0,60	35,8	14,8	12,2	—
2,00	67,7	46,0	35,5	20,0
3,03	76,9	54,9	46,8	—
4,03	82,6	69,4	57.6	32,0

Bei der Berechnung der prozentischen Absorption ist der Reflexionsverlust an beiden Oberflächen der Platten, welcher etwa 26 Proz. der auffallenden Strahlung beträgt, in Abrechnung gebracht. Man sieht deutlich, wie die Absorption des Quarzes mit wachsender Wellenlänge langsam abnimmt. Stark selektiv ist die Absorption nur für die Reststrahlen von Steinsalz. Sie bewirkt, daß bei unseren Wellenlängenmessungen die beiden Maxima der Kurve Fig. 7 um einige Zehntel μ nach der Seite der langen Wellen verschoben werden. Ferner bedingt sie eine Verschiebung des Höhenverhältnisses der beiden Maxima zugunsten des langwelligen Streifens.

Zur Untersuchung des Reflexionsvermögens wurde dieselbe Einrichtung verwendet, welche früher dem gleichen Zwecke gedient hatte [1]). Die Resultate unserer neuen Messungen, bezogen auf Silber = 100, sind in der folgenden Tabelle enthalten. Die Zahlen gelten für einen Inzidenzwinkel von 15°.

Wie zu erwarten war, ist das Reflexionsvermögen von Bromkalium für die eigenen Reststrahlen sehr hoch. Der in der Tabelle angegebene Wert von R ist sogar noch etwas zu klein, da die untersuchte Platte nicht frei von Sprüngen war. Die Reflexionsvermögen von Steinsalz und Sylvin sind für die Reststrahlen von Bromkali noch immer wesentlich höher, als sich aus ihrer Dielektrizitätskonstante für unendlich lange Wellen ergeben würde;

[1]) H. Rubens u. E. Ladenburg, Ber. der Kgl. Preuß. Akad. d. Wissensch., l. c., S. 178.

dagegen entspricht das Reflexionsvermögen des Flußspats jenem Wert bereits sehr angenähert. Aus der Dielektrizitätskonstante $K = 6{,}8$ berechnet sich das Reflexionsvermögen des Flußspats für unendlich lange Wellen zu 19,9 Proz.

Reststrahlen von Bromkalium.

Substanz	Reflexionsvermögen
Bromkalium	82,6 Proz.
Jodkalium	29,6
Sylvin	36,0
Steinsalz	25,8
Fluorit	19,7
Glas	14,0
Wasser ($t = 19^0$)	9,6

Das beobachtete Reflexionsvermögen des Wassers $R = 9{,}6$ Proz. ist nahezu von der gleichen Größe, wie es sich für Reststrahlen von Steinsalz ergeben hatte. Aus dem Extinktionskoeffizienten $g = 0{,}66$ und dem Reflexionsvermögen $R = 9{,}6$ erhält man den Brechungsexponenten des Wassers $n = 1{,}41$. Nach derselben Methode war für die Reststrahlen von Flußspat der Brechungsexponent 1,41, für die Reststrahlen von Steinsalz 1,36 abgeleitet worden. So ungenau diese Methode auch zweifellos ist, so zeigen doch diese Zahlen mit absoluter Sicherheit, daß der Brechungsexponent des Wassers bei der 200fachen Wellenlänge des blauen Lichtes noch angenähert denselben Wert besitzt wie im sichtbaren Spektrum.

Nach der Erweiterung, welche das uns bekannte Spektrum durch die im vorstehenden beschriebenen Versuche erfahren hat, umfaßt dasselbe nunmehr zehn volle Oktaven, von welchen zwei im Ultraviolett, eine im sichtbaren Gebiet und sieben im Ultrarot gelegen sind. Sein Umfang entspricht also jetzt angenähert demjenigen des akustischen Wellenlängenbereichs, für welches das menschliche Ohr empfindlich ist.

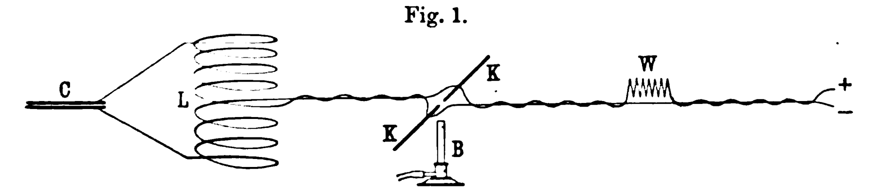
Einige Versuche über schnelle Lichtbogenschwingungen[1]; *von F. Kiebitz.*

(Mitteilung aus dem Kaiserlichen Telegraphen-Versuchsamt.)
(Vorgetragen in der Festsitzung vom 5. Januar 1910.)
(Vgl. oben S. 1.)

Nach POULSEN wird der elektrische Lichtbogen durch Einbetten in ein wasserstoffreiches Gas befähigt, in einem parallelgeschalteten Schwingungskreise Schwingungen von so hoher Frequenz zu erzeugen, wie sie in der drahtlosen Telegraphie verwendet werden.

Fig. 1 zeigt eine einfache und wirksame Anordnung zur Erzeugung solcher Schwingungen. Der Lichtbogen wird mit 1 bis 6 Amp. (je nach der Größe des Kondensators C: 10^2 bis 10^4 cm)

Fig. 1.



zwischen den Kohlen einer Handregulierbogenlampe K hergestellt, die mit 220 Volt betrieben wird; der Bogen brennt innerhalb der Flamme eines leuchtenden Bunsenbrenners B. Die Spule L ist in der Mitte aufgeschnitten, die entstandenen Enden sind an die Kohlen geführt, während die beiden freien Enden an einem Kondensator C endigen.

Es ist erfahrungsgemäß zur Erzeugung reiner Sinusschwingungen günstig, eine nicht zu kleine Selbstinduktion zu benutzen. Die Periode POULSENscher Schwingungen hängt nicht allein von Kapazität und Selbstinduktion ab, sondern auch noch in sehr komplizierter Weise von den Eigenschaften des Flammenbogens.

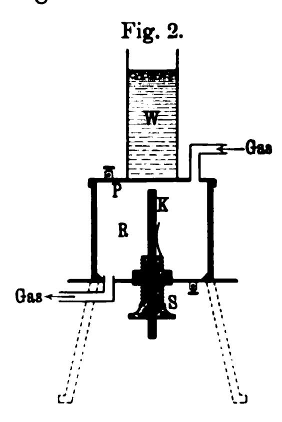
---

[1]) Vgl. F. KIEBITZ, Elektrot. ZS. 30, 20, 1909; Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Telephonie 1, 357, 1909.

Von diesen Eigenschaften kann man sich bei der hier gewählten Anordnung einigermaßen frei machen durch Benutzung einer Spule von kleiner Kapazität und einer Selbstinduktion von mindestens $3 . 10^5$ cm[1]). (Bequem ist eine Lage von etwa 100 Windungen gut isolierten Drahtes auf einer Papp- oder Glasröhre von 10 bis 20 cm Durchmesser.)

Verwendet man Spulen von kleinerer Selbstinduktion, so wird die Konstanz der Welle schlechter; die Spannung am Flammenbogen braucht sich bei kleinen Spulen nur um 1 Volt zu ändern, um Wellenlängenänderungen von mehreren Prozenten zu verursachen. Die Perioden lassen sich nicht mehr aus Kapazität und Selbstinduktion nach der Formel von THOMSON berechnen und gleichzeitig treten Oberschwingungen auf.

Fig. 2.



Eingehende Messungen über die Schwankungen der Frequenz und Intensität der Lichtbogenschwingungen hat neuerdings VOLLMER[2]) angestellt.

Das experimentelle Kriterium für günstige Dimensionen des POULSENschen Schwingungskreises besteht darin, daß er mit Funken erregt dieselbe Eigenschwingung zeigt, wie bei der Erregung mit einem Flammenbogen.

Derartige gut sinusförmige Schwingungen sind nun geeignet, eine Anzahl von Vorgängen in schwingungsfähigen Gebilden in besonders reiner Form sichtbar zu machen.

Statt der Bogenlampe mit Bunsenbrenner ist es bequem, die Lampe (Fig. 2) zu benutzen, bei der der Flammenbogen in einer Glaskammer R brennt, die mit Leuchtgas gefüllt werden kann, und es wird benutzt als negative Elektrode eine Kohle K, als positive ein Kupferblech P. Das Kupferblech bildet den Boden eines Messingzylinders, der oben aufgesetzt und mit Wasser W gefüllt ist.

Für die im folgenden beschriebenen Vorführungen wurde ein Schwingungskreis (Fig. 1) verwendet, dessen Spule L eine Selbst-

[1]) F. KIEBITZ, Verh. d. D. Phys. Ges. 9, 775, 1908.
[2]) K. VOLLMER, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Telephonie 3, 117, 1909.

induktion von $7{,}95 \cdot 10^5$ cm für quasistationären Strom besaß. (Glaszylinder von 15,6 cm Durchmesser mit einer Lage von 100 Windungen Kupferdraht bewickelt, der blank 0,6 mm, mit Gummiisolation 2,5 mm dick war.) Der Kondensator bestand aus einem festen Teil (Zinkplatten in Petroleum, s. Elektrot. ZS. **30**, Nr. 21, Abb. 39 und 40, 1909) von $6{,}6 \cdot 10^3$ cm Kapazität und einem parallel geschalteten Drehkondensator von BOAS, dessen Kapazität zwischen 200 cm und $6{,}43 \cdot 10^3$ cm eingestellt werden konnte. Die Eigenschwingung dieses Schwingungskreises konnte mithin zwischen 4100 m und ungefähr 6400 m verändert werden.

In 1 m Abstand von der Spule dieses Primärkreises wurde eine große schellackierte Spule aufgestellt, deren unteres Ende geerdet war, während das obere frei in den Raum ragte. Sie bestand aus einem 1860 m langen, mit Seide besponnenen Draht, der ohne Isolation 0,30 mm, mit Isolation 0,36 mm dick war und in einer Lage auf einen Preßspanzylinder von 30,3 cm Durchmesser und 70,8 cm Höhe gewickelt war.

Am oberen Ende der Spule ist eine DORNsche Leuchtröhre befestigt. Sie leuchtet, wenn Resonanz zwischen dem Primärkreise und der Spule vorhanden ist; dies tritt ein bei der Wellenlänge $\lambda = 4300$.

Nähert man dem freien Spulenende die Hand auf etwa 10 cm, so verlischt die Röhre; die Eigenschwingung der Spule ist auf 4500 m erhöht. Wird bei dieser Stellung der Hand der Primärkreis auf 4500 m eingestellt, so leuchtet die Röhre wieder auf. Das Leuchten verschwindet jedoch, sobald die Hand aus der vorigen Lage um einige Centimeter genähert oder entfernt wird.

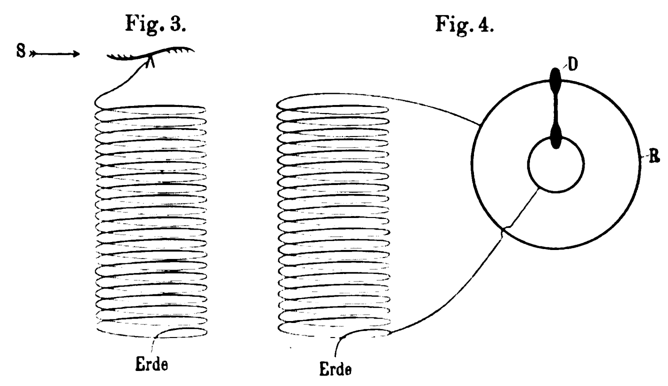
Wird die Spule stärker mit dem Primärkreise gekoppelt (indem sie dicht darüber aufgestellt wird), so werden die Schwingungen in ihr so stark, daß noch in 1 m Abstand eine mit Joddampf von geringem Druck gefüllte Röhre von 1 m Länge und 3 cm Durchmesser so stark leuchtet, daß man in ihrem Licht lesen kann.

Aus dem oberen Ende der Röhre kann man Flammenbögen von mehreren Centimetern Länge ziehen (und daran eine Kerze entzünden). Schließt man an das freie Spulenende eine isolierte Nähnadel an, so tritt aus ihrer Spitze ein Lichtbüschel aus; dieses

erzeugt einen lebhaften elektrischen Wind (mit dem man die brennende Kerze auslöschen kann).

Mit Hilfe des elektrischen Windes kann man ein kleines Spitzenrad *S* in Rotation versetzen (Fig. 3). Die Eigenschwingung der Spule mit aufgesetztem Spitzenrad beträgt 4500 m, dementsprechend wird der Kondensator im Primärkreis vergrößert. Wird er auf 4700 m Wellenlänge eingestellt, so verschwinden die leuchtenden Kreise des rotierenden Spitzenrades; doch treten sie wieder lebhaft auf, wenn man bei dieser Einstellung des Primärkreises die

Fig. 3. Fig. 4.



Hände über dem Spitzenrad ausbreitet, wodurch die Eigenschwingung des Systems Spule mit Spitzenrad auf 4700 m erhöht wird.

Um die Kontinuität der Poulsenschwingungen zu zeigen, kann man eine umlaufende Spektralröhre verwenden. Zu dem Zweck werden zwei konzentrische Kupferdrahtringe von 38 und 8 cm Durchmesser vor einem schwarzen Hintergrund aufgestellt. Der äußere Ring *R* wird gut isoliert und mit dem freien Spulenende verbunden, der innere wird ebenso wie das untere Spulenende mit der Erde verbunden (Fig. 4). Eine Dornsche Röhre *D* ist so auf der Achse eines kleinen Elektromotors aufgesetzt, daß sie die Radien der Ringe durchlaufen kann.

Die Spule hat mit diesem angeschlossenen Kondensator, dessen Belegungen die beiden konzentrischen Kupferringe sind, eine Eigenschwingung von 6100 m. Wird diese Schwingung im Primärkreise eingestellt, so leuchtet die Röhre hell auf; läßt man die Röhre umlaufen (bis 30 mal in der Sekunde), so hat man den Anblick einer gleichmäßig leuchtenden Scheibe (Fig. 5 a).

Nähert man der Anordnung an einer Stelle die Hand, so wird dort das elektrische Feld so stark verzerrt, daß in der Umgebung der Hand ein Sektor der leuchtenden Scheibe dunkel bleibt (Fig. 5 b).

Betreibt man schließlich den Primärkreis (Fig. 1) statt mit der Poulsenlampe mit einer kleinen Funkenstrecke, so tritt statt

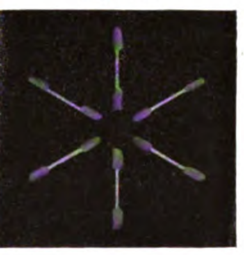
Fig. 5 a.



Fig. 5 b.



Fig. 5 c.



der gleichmäßig leuchtenden Scheibe ein Stern auf, entsprechend dem diskontinuierlichen Charakter der Funkenerregung (Fig. 5 c).

Verwendet man statt des beschriebenen primären Schwingungskreises einen solchen von kleineren Abmessungen, so kann man Oberschwingungen der Spule erregen. Mit einer primären Spule von $5 \cdot 10^5$ cm Selbstinduktion und einem primären Drehkondensator, dessen Kapazität zwischen 50 und 1000 cm verändert werden kann, gelingt es, die dritte bis achte Oberschwingung der beschriebenen Spule zu erregen, wenn ihre beiden Enden isoliert sind.

Fig. 6.

Um die Schwingungsform gut sichtbar zu machen, wird dicht neben die Spule eine 1 cm dicke, 1,25 m lange evakuierte Röhre aus Uranglas gehalten (Fig. 6, fünfte Oberschwingung). Dabei geht von einem Spannungsbauch zum anderen in der Röhre eine Entladung über, die durch helles Leuchten der Röhre in der Umgebung des zwischenliegenden Strombauches sichtbar wird. Die Spannungsbäuche liegen an den Stellen, wo die Röhre dunkel ist. Darum leuchtet eine genäherte Geißlerröhre an den Stellen, wo die lange Röhre dunkel ist und erlischt überall da, wo jene leuchtet. Berührt

man die Spule mit der Hand, so leuchtet die Röhre nach wie vor, wenn man einen Spannungsknoten trifft; berührt man aber einen Spannungsbauch, so wird die Erscheinung zerstört.

Die Eigenschwingung einer Spule kann man nach DRUDE[1]) berechnen aus ihrer Drahtlänge l und ihrer Wickelungsart; die halbe Eigenwellenlänge erhält man, indem man die Drahtlänge (in diesem Falle 1860 m) mit einem von der Wickelungsart abhängigen Faktor f multipliziert, den DRUDE (l. c. St. 322, 323) empirisch bestimmt hat mit 1 Proz. Genauigkeit, und der für die vorliegende Spule den Wert 0,92 hat, so daß die nach DRUDE berechnete Eigenwellenlänge der Spule

$$2 . 1860 . 0{,}92 = 3420 \text{ m}$$

beträgt. Mit einem technischen Wellenmesser wurde sie mit 2 Proz. Genauigkeit zu 3360 m bestimmt. Die Abweichung zwischen dem gemessenen und dem nach DRUDE berechneten Werte liegt also innerhalb der Meßgenauigkeit. Die Wellenlängen der Oberschwingungen haben für die beschriebene Spule folgende Werte:

Schwingung	Spannungs-knoten	Wellenlänge m
Grundschwingung	1	3360 statt —
1. Oberschwingung	2	1920 „ 1680
2. „	3	1370 „ 1120
3. „	4	1080 „ 840
4. „	5	880 „ 672
5. „	6	770 „ 560
6. „	7	665 „ 480
7. „	8	595 „ 420
8. „	9	530 „ 373

In der letzten Reihe sind die Werte angegeben, die für harmonische Oberschwingungen zu erwarten sind; man erkennt, daß die beobachteten Oberschwingungen nicht harmonisch sind.

[1]) P. DRUDE, Ann. d. Phys. (4) 9, 608, 1902.

Berlin, Januar 1910.

Optische Konstanten einiger Elemente;
von H. v. Wartenberg.

(Mitteilung aus dem Physikalischen und Physikalisch-Chemischen Institut der Universität Berlin.)

(Vorgelegt in der Sitzung vom 17. Dezember 1909.)
(Vgl. diese Verh. **11**, 723, 1909.)

Die folgenden Bestimmungen wurden zunächst in der Absicht unternommen, das Reflexionsvermögen einiger Metalle zu bestimmen, deren schwarze Schmelztemperatur optisch gemessen war, um so die wahren Schmelzpunkte berechnen zu können. Auf Anregung von Herrn RUBENS wurde jedoch noch eine große Anzahl anderer Elemente mit hereingezogen, deren optische Konstanten bisher nicht bestimmt sind.

I. Methode.

Bei der Kleinheit und oft mangelhaften Beschaffenheit der aus selteneren Elementen herzustellenden Spiegel kam nur die VOIGT-DRUDEsche Methode in Frage, die optischen Konstanten, nämlich den Brechungsindex n, den Absorptionskoeffizienten $n\varkappa_2$ und das Reflexionsvermögen R, aus den Hauptwinkeln bei Reflexion linearpolarisierten Lichtes zu bestimmen, und es wurde dabei in fast allen Stücken nach der großen DRUDEschen[1]) Arbeit verfahren. An einem großen Spektrometer von SCHMIDT u. HAENSCH war am Kollimator Spalt und Polarisator angebracht. Der Spalt wurde mit gelbem Licht ($\lambda = 579$) beleuchtet, hergestellt durch grobe spektrale Zerlegung des Lichtes einer LUMMERschen Quecksilberlampe. Am Okularrohr saß vorn ein SOLEIL-BABINETscher Kompensator und ein Halbschattenanalysator nach ZEHNDER[2]). Durch eine Blende wurde ohne weitere Optik die reflektierende

---

[1]) P. DRUDE, Wied. Ann. **39**, 481, 1890.
[2]) L. ZEHNDER, Ann. d. Phys. (4) **26**, 985, 1908.

Fläche betrachtet, die an einem Tischchen befestigt war, das eine Drehung um alle Achsen erlaubte. Die Einfallswinkel ließen sich ohne weiteres auf Minuten, die Nicolstellungen auf Zehntelgrade ablesen.

Durch Einstellung des Polarisationswinkels an Glas wurden zunächst die Hauptebenen von Polarisator und Analysator gesucht, wobei sich herausstellte, daß praktisch die Einstellung der möglichen Quadrantenkombinationen gleich war, so daß nur eine Kombination später benutzt ist. Dann wurde der Kompensator geeicht, bei dem nicht wie beim Babinet Streifen erscheinen, sondern das halbe Gesichtsfeld (die andere Hälfte wird durch ein Rauchglas auf konstanter Helligkeit gehalten) gleichmäßig dunkel wird. Die Zahl der Trommelumdrehungen für eine Phasenverschiebung um λ oder 2π war links und rechts vom Nullpunkt etwas verschieden, so daß stets mit beiden Seiten beobachtet wurde (eine Umdrehung 8,38 und 8,50°). Auf eine kleine Nullpunktsänderung wurde keine Rücksicht genommen, da sie weit innerhalb der sonstigen Beobachtungsfehler fiel. Dagegen wurde häufig die Horizontalstellung mit einer empfindlichen Libelle kontrolliert. Bei den Messungen wurde nun der Polarisator so gestellt, daß das Licht unter 45° zur Einfallsebene polarisiert war und dann bei mehreren in der Nähe des Haupteinfallswinkels $\bar{\varphi}$ gelegenen Einfallswinkeln φ Azimut und Phasenänderung, 2ψ und Δ, gemessen durch Einstellen auf maximale Dunkelheit. Es wurden erst mit Kompensator rechts vom Nullpunkt drei Messungen und dann mit Kompensator links drei gemacht für jedes φ. Dann wurde der Spiegel in seiner eigenen Ebene um 90° gedreht und ebenso verfahren, so daß jede Beobachtung von 2ψ und Δ bei einem φ als Mittel von 12 Beobachtungen gilt.

Was die Herstellung der Spiegel betrifft, so wurde zunächst beabsichtigt, um sich von Oberflächenschichten frei zu machen, ganz wie bei Drude mit immer feinerem Schmirgelpapier (bis Nr. 0000) in einer Richtung zu schleifen und dann den Spiegel mit den Kratzen parallel zur Einfallsebene (Azimut ψ_1) und dann senkrecht dazu (ψ_2) zu beobachten. Liegen ψ_1 und ψ_2, von denen ψ_1 stets $> \psi_2$ ist, genügend nahe (etwa 1°) beieinander, so ist ein Mittelnehmen erlaubt, ist aber die Differenz größer, so liegt ψ_1 dem wahren ψ stets sehr beträchtlich viel näher als der Mittel-

wert und dieses Mittelnehmen ist durchaus unerlaubt [1]). Es stellte sich nun heraus, daß ψ_1 und ψ_2 stets viel zu weit auseinanderlagen, so daß zum Polieren geschritten werden mußte. Während nun DRUDE fast durchweg weiche, oxydable Metalle untersuchte, deren Politur besondere Schwierigkeiten machte wegen der dabei auftretenden Oberflächenverunreinigung [2]), lagen hier fast nur harte vor, die zum Teil mit Diamant, zum Teil mit Polierrot geschliffen und poliert werden mußten, was in Ermangelung eigener Vorrichtungen durch SCHMIDT u. HAENSCH ausgeführt wurde. Die Spiegel wurden dann, um Fettschichten zu entfernen, nach BERNOULLI [3]) mit siedendem Toluol behandelt. Hierzu wurden sie, um organische Kitte zu vermeiden, mit in 24 Stunden erhärtendem 35 prozentigen Kupferamalgam (Zahnkitt) in Messingbuchsen gekittet und in ein weites Reagenzglas mit siedendem Toluol gehängt, so daß dessen Dämpfe sich an ihnen kondensierten und sie gründlich abwuschen. Mehrfache Vergleiche von mit Schmirgelpapier geschliffenen und dann so behandelten Spiegeln ergaben keinen Unterschied in der Phasenverschiebung, also keine Oberflächenverunreinigung durch diese Behandlung. Meistens genügte schon heftiges Reiben auf Putzleder. Wenn sich übrigens die Oberfläche durch Adsorption oder Oxydation veränderte, so zeigte sich das an dem allmählichen Blindwerden. Die Messungen wurden unmittelbar nach der Reinigung ausgeführt. Da nun besonders bei den hochschmelzenden Metallen in den Regulis Poren und Risse waren, auch harte und weiche Stellen infolge ihres Kristallgefüges, die beim Schleifen hervortraten, gaben sie keine besonders guten Bilder, was aber weiter nichts schadet. Um den Einfluß solcher eventuell gerichteten Unebenheiten zu eliminieren, wurden die Spiegel in zwei zueinander senkrechten Stellungen (ψ_1 und ψ_2) beobachtet und, wenn es erlaubt war, d. h. wenn $\psi_1 - \psi_2 < 1^0$ war, das Mittel zur Berechnung genommen. Sehr unangenehm sind die Poren bei einigen harten Metallen, wie z. B.

---

[1]) Vgl. DRUDE, l. c., S. 496.

[2]) Die Oberflächenschichten dürften wohl nur in Ausnahmefällen durch irgendwelche Dunsthäute hervorgerufen werden. Vielmehr treten sie beim Polieren weicher unedler Metalle mit dem Stahl auf durch das fortwährende Verreiben und Aufwalzen oxydierter Partikel.

[3]) BERNOULLI, Diss. München 1904 u. Ann. d. Phys. (4) 29, 596, 1909.

Iridium, weil sich in ihnen etwas Schleifmittel festsetzt und später beim Polieren die so störenden parallelen Kratzen hervorruft. Es half dagegen nur wiederholtes, mit Auswaschen verbundenes Schleifen.

II. Die Berechnung.

Die gewonnenen, durchschnittlich zwölf, Einzelablesungen für einen Einfallswinkel wurden auf Grade umgerechnet und die Mittel genommen. Aus den so für 2ψ, Δ und φ gewonnenen Zahlen lassen sich nun nach DRUDE erst n und $n\varkappa$ und damit wieder $\bar{\varphi}$ und $2\bar{\psi}$, die Hauptwinkel, ableiten. Zur Kontrolle wurden, wie schon bemerkt, Messungen bei verschiedenen φ gemacht, deren Ergebnisse schon bei der Ermittelung von Hilfsgrößen, wie tg Q und S übereinstimmen mußten[1]. Es mußte mit den von DRUDE angegebenen ausführlichen Formeln gerechnet werden, da bei den schlecht reflektierenden Metallen die Benutzung der vereinfachten Formeln außerhalb der Beobachtungsfehler liegende Fehler ergibt. Des Vergleichs wegen mögen die benutzten Formeln hier angegeben werden.

Wenn Δ bzw. $\pi - \Delta$, 2ψ und φ gemessen waren, so wurden zunächst einige Hilfsgrößen ermittelt:

$$\sin\Delta \operatorname{tg} 2\psi = \operatorname{tg} Q,$$
$$\cos\Delta \sin 2\psi = \cos P,$$
$$\operatorname{tg}\frac{P}{2} \sin\varphi \,.\, \operatorname{tg}\varphi = S.$$

S und tg Q mußten für verschiedene φ gut übereinstimmen. Es wurde dann weiter mit den Mittelwerten gerechnet (mit dem Index m versehen), aus Beobachtungen bei $N\ \varphi$:

$$n = S_m \,.\, \cos Q_m\left(1 + \frac{1}{2\,S_m^2}\,\frac{\Sigma \sin^2\varphi}{N}\right),$$
$$\varkappa = \operatorname{tg} Q_m\left(1 - \frac{1}{S_m^2}\,\frac{\Sigma \sin^2\varphi}{N}\right),$$
$$U = n\sqrt{1+\varkappa^2},$$
$$\cos\bar{\varphi} = \frac{1}{U}\left(1 - \frac{1}{2\,U^2}\cdot\frac{1+3\varkappa^2}{1+\varkappa^2}\right),$$

[1]) Diese Kontrolle zeigt übrigens nur, ob Ablesungs- oder Justierungsfehler vorgekommen sind. Unreine Oberflächen ergeben auch übereinstimmende Werte für Q und S.

$$\operatorname{tg} 2\bar{\psi} = \varkappa\left(1 + \frac{1}{U^2}\right),$$

$$R = \frac{U^2 + 1 - 2n}{U^2 + 1 + 2n}.$$

Die Anwendung dieser Formeln ist etwas umständlich, spielt aber neben der Messung und dem Umrechnen der Apparatablesungen in Grade usw. keine Rolle. Alle diese Formeln sind auch nur Näherungsformeln, deren Resultate aber nur bei der Formel für $\bar{\varphi}$ nicht unerheblich von den ganz strengen Formeln abweichen[1]), während n, $\varkappa$ und $\bar{\psi}$ nur ganz unwesentlich falsch sind. Es wurde deshalb auch eine von WIENER (l. c., S. 594) angegebene Näherungsformel (Nr. 139) für $\bar{\varphi}$ berechnet, die, ausführlich geschrieben, lautet:

$$\operatorname{tg}^2 \bar{\varphi} = \tfrac{1}{2}\left[n^2 + n^2\varkappa^2 + 1 + \sqrt{(n^2 + n^2\varkappa^2 + 1)^2 - 4(n^2 - n^2\varkappa^2)}\right].$$

Diese Formel gibt fast identische Resultate mit der ganz strengen. Wie die folgenden Zahlen zeigen, sind in der Tat die Abweichungen von $\bar{\varphi}(W)$ (WIENER), von $\bar{\varphi}(D)$ DRUDE nicht ganz zu vernachlässigen. Dagegen sind z. B. die Werte von $2\bar{\psi}(D)$ identisch mit denen von $2\bar{\psi}(W)$, die nach dessen Formel Nr. 136 berechnet sind:

$$\operatorname{tg} 4\bar{\psi} = \frac{2u^2\varkappa}{n^2 - n^2\varkappa^2 - \sin^2\bar{\varphi}}.$$

Einige dieser $2\bar{\psi}(W)$ sind später mit angeführt. Die Rechnung nach WIENER ist übrigens etwas bequemer als die mit den DRUDEschen Formeln.

Bei der Kleinheit und oft unvermeidlich mangelhaften Beschaffenheit der Spiegel war natürlich die Messung oft sehr mühsam und es konnte nicht die von DRUDE erreichte Genauigkeit ($2\bar{\psi}$ auf 10′, Δ auf 0,2°) erreicht werden, vielmehr sind durchschnittlich die $2\bar{\psi}$ auf 30′, die Δ auf 1° genau. Da aber diese Metalle durchweg kleine Hauptazimute haben, dürfte trotzdem die Genauigkeit wenigstens der Messung des Reflexionsvermögens genügen. Wendet man die Fehlbetrachtungen von DRUDE (l. c.,

[1]) O. WIENER, Ber. Sächs. Akad., math.-physikal. Kl., 30, 495, 1909.

S. 509) an und berücksichtigt, daß $d\,2\psi = 30' = 0{,}009$ und $d\Delta = 0{,}018$ ist, so sind die Fehlergrenzen etwa folgende. $2\bar{\psi}$ ist durchschnittlich 50^0, U rund 5, $\varkappa$ rund 2. Dementsprechend ist gemessen:

U auf 0,3 Proz.,
$\varkappa$ „ 1 „
n „ 0,8 „ , da U wenig von $n\varkappa$ abweicht,
R „ 0,6 bis 1 Proz.

Bei besonders mangelhaftem Material werden die Grenzen größer, worauf aufmerksam gemacht werden wird.

III. Beobachtungen.

Die Anordnung der Messungen entspricht der DRUDEschen, nur daß sämtliche Größen für ψ, Δ und Q auf Grade umgerechnet angegeben sind.

1. Mangan. Aluminothermisch. Guter Spiegel, der aber durch Stehen an feuchter Luft braun anläuft. Sofort nach dem Nachpolieren mit Pariser Rot gemessen.

φ	70°	74°	78°	
$2\psi_1$	64,06	59,80	57,86	$n = 2{,}49$
$2\psi_2$	64,00	59,90	59,36	$\varkappa = 1{,}56$
2ψ	64,0	59,9	58,6	$n\varkappa = 3{,}89$
$\pi - \Delta_1$	53,4	68,9	89,1	$U = 4.62$
$\pi - \Delta_2$	53,3	68,4	89,9	$\bar{\varphi}(D) = 78^0\,18'$
$\pi - \Delta$	53,4	68,6	89,5	$\bar{\varphi}(W) = 78^0\,9'$
Q	58° 43′	58° 6′	58° 36′	$2\bar{\psi}(D) = 58^0\,32'$
Q_m	—	58° 28′	—	$2\bar{\psi}(W) = 58^0\,28'$
S	4,696	4,664	4,637	$R = 63{,}5$ Proz.
S_m	—	4,67	—	

2. Chrom. Aluminothermisch. Guter Spiegel, der durch Stehen an der Luft passiv wird, wodurch das Reflexionsvermögen sinkt[1]). Es läßt sich leicht durch $^1/_2$ stündiges Kochen in NaCl-Lösung aktiv machen (HITTORF).

---

[1]) BERNOULLI, Diss. München 1904, S. 25.

φ	70°	74°	78°	
$2\psi_1$	65,96	61,16	58,54	$n = 2{,}97$
$2\psi_2$	65,46	61,54	57,84	$\varkappa = 1{,}63$
2ψ	65,7	61,4	58,2	$n\varkappa = 4{,}85$
$\pi - \Delta_1$	43,5	56,9	76,9	$U = 5{,}68$
$\pi - \Delta_2$	46,9	61,9	81,0	$\overline{\varphi}(D) = 80^\circ 15'$
$\pi - \Delta$	45,2	59,4	79,0	$\overline{\varphi}(W) = 80^\circ 13'$
Q	57° 32′	57° 39′	57° 44′	$2\overline{\psi}(D) = 59^\circ 18'$
Q_m	—	57° 38′	—	$2\overline{\psi}(W) = 59^\circ 15'$
S	5,532	5,383	5,420	$R = 69{,}7$ Proz.
S_m	—	5,45	—	

BERNOULLI (l. c.) fand:

$$n = 2{,}67$$
$$n\varkappa = 4{,}36$$
$$\overline{\varphi} = 79^\circ 7'$$
$$2\overline{\psi} = 58^\circ 32'$$
$$R = 67{,}2 \text{ Proz.}$$

3. Vanadin. Ein Regulus wurde mir gütigst von Herrn MUTHMANN zur Verfügung gestellt, der durch ein Thermitverfahren mit Hilfe der seltenen Erdmetalle dargestellt war[1]). Sehr hart (7,5 MOHRsche Skala). Spröde. Reinheit 99,7 Proz. nach den Angaben MUTHMANNs. Durch Titration mit Kaliumpermanganat wurden 97 Proz. festgestellt[2]). Isoliert und mit Toluol gekocht. Durch Leder wurde es schwach verunreinigt.

φ	72°	76°	
$2\psi_1$	54,46	51,44	$n = 3{,}03$
$2\psi_2$	55,46	51,34	$\varkappa = 1{,}16$
2ψ	55,0	51,40	$n\varkappa = 3{,}51$
$\pi - \Delta_1$	56,4	76,3	$U = 4{,}63$
$\pi - \Delta_2$	59,6	77,5	$\overline{\varphi}(D) = 78^\circ 10'$
$\pi - \Delta$	58,0	76,9	$\overline{\varphi}(W) = 77^\circ 51'$
Q	50° 27′	50° 40′	$2\overline{\psi} = 50^\circ 30'$
Q_m	50° 32′		$R = 57{,}5$ Proz.
S	4,658	4,653	
S_m	4,66		

[1]) MUTHMANN, Liebigs Ann. 355, 58, 1907.

[2]) Vgl. auch PRANDTL u. BLEYER, ZS. f. anorg. Chem. 64, 218, 1909, die auch nur einen geringeren Reinheitsgrad feststellten. Verunreinigungen sind größtenteils Si, seltene Erdmetalle.

4. Tantal. Ein schöner Regulus von 1 cm Durchmesser, der gütigst von Herrn v. BOLTON [1]) zur Verfügung gestellt war. Rein. Leder verunreinigte nicht die Oberfläche. Sehr gut zu messen.

φ	72°	76°	
$2\psi_1$	51,44	52,50	$n = 2{,}05$
$2\psi_2$	50,82	51,60	$\varkappa = 1{,}12$
2ψ	51,10	52,10	$n\varkappa = 2{,}31$
$\pi - \Delta_1$	85,1	105,9	$U = 3{,}09$
$\pi - \Delta_2$	85,1	106,0	$\overline{\varphi}(D) = 73^\circ 15'$
$\pi - \Delta$	85,1	106,0	$\overline{\varphi}(W) = 72^\circ 57'$
Q	51,0°	51,0°	$2\overline{\psi} = 50^\circ 31'$
S	3,128	3,120	$R = 43{,}8$ Proz.
S_m	3,124		

5. Niob. Ein von Herrn v. BOLTON [2]) stammendes reines quadratisches Stück von 5 mm Seitenlänge, das gütigst von Herrn WALLACH zur Verfügung gestellt wurde. Zwei große Risse und viele Poren, schlecht zu messen. R auf etwa 4 Proz. genau.

φ	72°	76°	
$2\psi_1$	52,5	55,5	$n = 1{,}80$
$2\psi_2$	53,5	54,9	$\varkappa = 1{,}17$
2ψ	53,0	55,2	$n\varkappa = 2{,}11$
$\pi - \Delta_1$	91,3	111,8	$U = 2{,}77$
$\pi - \Delta_2$	93,0	113,7	$\overline{\varphi}(D) = 71^\circ 56'$
$\pi - \Delta$	92,1	112,8	$\overline{\varphi}(W) = 71^\circ 23'$
Q	52° 59'	52° 59'	$2\overline{\psi} = 53{,}0^\circ$
S	2,842	2,792	$R = 41{,}3$ Proz.
S_m	2,82		

6. Wolfram. Chemisch reines geschmolzenes Kügelchen [3]). Spiegel 3 mm Durchmesser, etwas höckerig. Gut zu messen. Die Phasenverschiebungen waren für die 1. und 2. Stellung identisch.

[1]) ZS. f. Elektrochem. 11, 48, 1905.
[2]) ZS. f. Elektrochem. 11, 43, 1905.
[3]) Chem. Ber. 40, 3287, 1907.

φ	72°	76°	
$2\psi_1$	48,8	46,4	$n = 2{,}76$
$2\psi_2$	47,6	45,8	$\varkappa = 0{,}98$
2ψ	48,4	46,2	$n\varkappa = 2{,}71$
$\pi - \varDelta$	68,2	90,8	$U = 3{,}87$
Q	46° 12′	46° 17′	$\overline{\varphi}(D) = 76{,}0°$
Q_m	46° 15′		$\overline{\varphi}(W) = 75° 57'$
S	3,850	3,890	$2\overline{\psi} = 46° 20'$
S_m	3,870		$R = 48{,}6$ Proz.

7 **Palladium.** Chemisch rein von HERAEUS. Klumpen von 6 mm Durchmesser.

φ	70°	74°	78°	
$2\psi_1$	67,82	65,90	67,10	$n = 1{,}62$
$2\psi_2$	68,20	66,00	66,14	$\varkappa = 2{,}11$
2ψ	68,0	66,0	66,5	$n\varkappa = 3{,}41$
$\pi - \varDelta_1$	64,7	81.5	101,0	$U = 3{,}78$
$\pi - \varDelta_2$	66,6	80,9	100,0	$\overline{\varphi}(D) = 74° 47'$
$\pi - \varDelta$	65,6	81,2	100,5	$\overline{\varphi}(W) = 75° 55'$
Q	66° 5′	65° 45′	66° 9′	$2\overline{\psi} = 66° 4'$
Q_m	—	66,0°	—	$R = 65{,}0$ Proz.
S	3,866	3,858	3,886	
S_m	—	3,87	—	

8. **Rhodium.** Chemisch rein von HERAEUS. Wegen einiger Poren schwer zu polieren. $\varDelta_1$ und $\varDelta_2$ waren identisch. Bei $\varphi = 80^0$ wurde 2ψ aus je acht Beobachtungen vermittelt, weil die Fläche sehr klein erschien.

φ	72°	76°	80°	
$2\psi_1$	75,34	73,24	73,08	$n = 1{,}54$
$2\psi_2$	74,24	71,94	72,05	$\varkappa = 3{,}03$
2ψ	74,8	72,6	72,8	$n\varkappa = 4{,}67$
$\pi - \varDelta$	59,1	75,4	96,1	$U = 4{,}92$
Q	72° 26′	72° 4′	72° 42′	$\overline{\varphi}(D) = 79° 24'$
Q_m	—	72° 24′	—	$\overline{\varphi}(W) = 78° 54'$
S	5,015	4,974	5,015	$2\overline{\psi} = 72° 24'$
S_m	—	5,00	—	$R = 78{,}3$ Proz.

*

9. Iridium. Chemisch rein von HERAEUS. Sehr porig. Mehrmals geschliffen.

φ	72°	76°	80°	
$2\psi_1$	70,70	67,74	66,24	$n = 2{,}13$
$2\psi_2$	71,54	69,40	67,54	$\varkappa = 2{,}29$
2ψ	71,1	68,5	66,9	$n\varkappa = 4{,}87$
$\pi - \Delta_1$	54,2	69,8	93,1	$U = 5{,}31$
$\pi - \Delta_2$	54,1	70,5	93,8	$\bar{\varphi}(D) = 79^\circ 43'$
$\pi - \Delta$	54,2	70,1	93,5	$\bar{\varphi}(W) = 79^\circ 33'$
Q	67° 7′	67° 16′	66° 52′	$2\bar{\psi} = 67^\circ 59'$
Q_m	—	67° 5′	—	$R = 74{,}6$ Proz.
S	5,453	5,403	5,282	
S_m	—	5,38	—	

Bei einem Spiegel mit ziemlich viel Kratzen waren die Differenzen $\psi_1 - \psi_2$ durchschnittlich 2°. Trotzdem ergab sich bei diesem $n = 2{,}22$; $n\varkappa = 4{,}92$; $R = 74{,}4$ Proz.

10. Platinrhodium. Die zu Thermoelementen gebräuchliche 10 proz. Legierung von HERAEUS. Sehr gut zu polieren.

φ	72°	76°	80°	
$2\psi_1$	70,30	67,36	68,06	$n = 1.79$
$2\psi_2$	71,16	68.20	68,20	$\varkappa = 2{,}35$
2ψ	70,7	67,8	68,1	$n\varkappa = 4{,}20$
$\pi - \Delta_1$	62,5	80,4	101,2	$U = 4{,}56$
$\pi - \Delta_2$	62,0	79,2	100,8	$\bar{\varphi}(D) = 77^\circ 30'$
$\pi - \Delta$	62,3	79,8	101,0	$\bar{\varphi}(W) = 78^\circ 5'$
Q	68° 25′	67° 29′	67° 44′	$2\bar{\psi} = 67^\circ 54'$
Q_m	—	67° 53′	—	$R = 71{,}7$ Proz.
S	4,685	4,591	4,671	
S_m	—	4,65	—	

11. Silicium. 1 cm² großer Spiegel von einem größeren Block geschmolzenen Siliciums vom Elektrochemischen Konsortium in Nürnberg. Analyse: 95 Proz. Si, 3 Proz. C, 2 Proz. Fe. Die Verunreinigungen sind natürlich als Silicide vorhanden, so daß etwa 90 Proz. freies Si im Stück sind. Der Kompensator ließ sich sehr schlecht einstellen, da das Dunkelheitsmaximum sehr verwaschen war. In der Nähe des Haupteinfallswinkels $\varphi = 76^\circ$

schwankten die Δ um eine bis zwei ganze Umdrehungen oder 8 bis 16°, bei $\varphi = 70°$ dagegen nur um 1°. Das Azimut ist dagegen sehr genau zu messen. Die Messung bei 68° ist nach 14stündigem Stehen an der Luft gemacht. Silicium adsorbiert also nichts.

φ	68°	70°	72°	74°	
$2\psi_1$ . . .	29,26	21,94	15,50	9,90	$n = 3{,}87$
$2\psi_2$ . . .	28,96	23,40	14,48	10,50	$\varkappa = 0{,}116$
2ψ . . .	29,10	22,7	15,0	10,2	$n\varkappa = 0{,}469$
$\pi - \Delta_1$ . . .	12,1	17,4	26,6	46,9	$U = 3{,}90$
$\pi - \Delta_2$ . . .	13,8	16,8	27,2	43,4	$\overline{\varphi}(D) = 75°\,39'$
$\pi - \Delta$ . . .	12,9	17,1	26,9	45,0	$\overline{\varphi}(W) = 75°\,38'$
Q . . .	7° 5′	7° 1′	6° 53′	7° 15′	$2\overline{\psi}(D) = 7°\,3'$
Q_m . .	—	7° 4′		—	$2\overline{\psi}(W) = 7°\,4'$
S . . .	3,842	3,801	3,701	3,802	$R = 35{,}7$ Proz.
S_m . .	—	3,78		—	

Bei dem sehr kleinen Q wurden n und $\varkappa$ auch nach den exakten Formeln (DRUDE, l. c., S. 512 unten) berechnet: $n = 3{,}865$, $\varkappa = 0{,}1166$. Es ergibt sich also kein Unterschied.

12. **Graphit.** Es wurde erst ein Stück derber Ceylongraphit untersucht, der sich ganz gut mit dem Stahl polieren ließ. Das Reflexionsvermögen war $R = 22{,}3$ Proz. Da aber bekanntlich Kohle Gase adsorbiert und der Graphit sehr weich ist und sich gleichsam nur eine Oberfläche aus ausgewalztem Staub herstellen läßt, wurde vorgezogen, frische Spaltblättchen zu untersuchen. Zwei solche äußerst biegsame Blättchen, die einem Stück Ceylongraphit entstammen, das ich der Güte des Herrn LIEBISCH verdanke, wurden bis auf die ebenste Partie mit Lack abgedeckt. Der beobachtete Teil war etwa 2 bis 3 mm lang und sehr uneben, so daß sich die maximale Dunkelheit nur schwer einstellen ließ, da zahlreiche Punkte mit anderem φ hell leuchteten. Bei beiden Blättchen a und b, sofort nach dem Spalten untersucht, wurden daher mehr Einzelmessungen gemacht, so daß für jedes φ bei a 6, bei b 12 Einzelmessungen zugrunde liegen. In erster und zweiter Stellung wurde nicht beobachtet. Bei mehrstündigem Stehen liefen die Blättchen auch für das bloße Auge deutlich an. Die 2ψ schwankten um 3°, die Δ um 4°.

φ	a		b		
	64°	72°	68°	74°	
2ψ . . .	46,0	32,6	37,6	32,9	$n = 2{,}98$
$\pi - \Delta$ . . .	40,3	71,9	52,2	89,3	$\varkappa = 0{,}58$
Q . . .	33° 49′	31° 18′	31° 25′	32° 54′	$n\varkappa = 1{,}74$
Q_m . .	—	32° 14′		—	$U = 3{,}44$
S . . .	3,413	3,419	3,403	3,325	$\overline{\psi}(D) = 74° 12'$
S_m . .	—	3,39		—	$\overline{\psi}(W) = 74° 11'$
					$2\overline{\psi} = 32° 18'$
					$R = 36{,}7$ Proz.

Bei der sehr mühsamen Einstellung und Messung der Blättchen *a* und *b* ist die Übereinstimmung der Q-Werte noch recht gut, obwohl das Gesamtresultat natürlich um einige Prozent ungenau sein kann.

E. ASCHKINASS[1]) fand bei polierter Gaskohle und Anthrazit nur 3,7 bis 4,4 Proz. Reflexionsvermögen. Ob dieser große Unterschied mit meinen Zahlen nur an der Materialverschiedenheit oder auch an dem gerade bei diesem Stoffe beträchtlichen Erblinden an der Luft liegt, vermag ich nicht zu sagen. Schon für das bloße Auge erschien für die Graphitsorten ein derartig geringes Reflexionsvermögen vollkommen ausgeschlossen.

Bei den gegenüber den Metallen abnormen Konstanten von Si und C scheint eine Berechnung nach der elektromagnetischen Lichttheorie nicht ohne Interesse. Zunächst berechnet sich für Si, daß eine Schichtdicke von etwa 1 μ einfallendes gelbes Licht auf $^1/_{1000}$ schwächt, während z. B. beim Platin nach HAGEN und RUBENS[2]) dies schon 0,06 μ tun. In der Tat sind auch die durch Lösen in Aluminium gewonnenen Si-Kriställchen unter dem Mikroskop braun durchsichtig[3]). Ferner gelten die Beziehungen für Dielektrizitätskonstante D, Leitfähigkeit (in elektrostatischem Maß) σ und Schwingungsdauer T des Lichtes

$$n^2 - n^2\varkappa^2 = D \quad \text{und} \quad n^2\varkappa = \sigma T.$$

Hiernach würde sein:

---

[1]) E. ASCHKINASS, Ann. d. Phys. (4) 18, 380, 1905.
[2]) E. HAGEN und H. RUBENS, Ann. d. Phys. (4) 8, 447, 1902.
[3]) Vgl. z. B. L. WEISS, ZS. f. anorg. Chem. 65, 47, 1909.

	D	σ berechnet	σ gefunden
Graphit . . .	5,9	$2{,}6 \cdot 10^{15}$	$0{,}7 - 3{,}5 \cdot 10^{15}$
Silicium . . .	14,8	$9 \cdot 10^{14}$	$1 - 3 \cdot 10^{12}$

Die Leitfähigkeit des (unreinen) Siliciums ist also kleiner gefunden worden von Le Roy[1]) und an einem aus dem Spiegelstück geschnittenen Stäbchen von mir. Der Brechungsexponent für gelbes Licht liegt übrigens beim Graphit merkwürdig nahe dem beim Diamant $n = 2{,}41$.

13. Platin. Dies Metall wurde besonders eingehend untersucht, da es schwer zu polieren und leicht zu verunreinigen ist. Ausführlich seien nur die Zahlen vermerkt, die mit einem frisch elektrisch geglühten (kalten) chemisch reinen Platinblech gewonnen sind, das also sicher von Oberflächenschichten frei, aber etwas rauh war.

φ	72°	76°	80°	
$2\psi_1$	70,74	67,80	66,80	$n = 2{,}01$
$2\psi_2$	69,96	66,90	66,82	$\varkappa = 2{,}24$
2ψ	70,1	67,4	66,8	$n\varkappa = 4{,}50$
$\pi - \Delta_1$	58,3	74,4	96,3	$U = 4{,}92$
$\pi - \Delta_2$	58,4	75,1	98,0	$\bar{\varphi}(D) = 78^\circ 55'$
$\pi - \Delta$	58,4	74,8	97,2	$\bar{\varphi}(W) = 78^\circ 53'$
Q	66° 58′	66° 40′	66° 39′	$2\bar{\psi}(D) = 66^\circ 47'$
Q_m	—	66° 46′	—	$R = 72{,}5$ Proz.
S	5,016	5,004	4,963	
S_m	—	5,00	—	

Es wurden ferner untersucht: I. Blech bloß mit Sammet abgerieben, deutlich verunreinigt. II. Dasselbe Blech mit Toluol abgekocht. III. Blech mit Pariserrot poliert und mit Toluol abgekocht. Unter IV ist das eben angeführte geglühte Blech und unter V die Zahlen von Drude (l. c., S. 520) bemerkt. Die $\bar{\varphi}$ sind immer $\bar{\varphi}(D)$.

	I	II	III	IV	V
n	1,43	1,83	1,80	2,01	2,06
$n\varkappa$	3,91	4,16	4,25	4,50	4,26
$\bar{\varphi}$	77° 13′	78° 10′	78° 17′	78° 55′	78° 30′
$2\bar{\psi}$	70° 53′	67° 8′	67° 32′	66° 47′	65° 10′
R	72,8	71,0	72,2	72,5	70,1

[1]) Le Roy, C. R. **126**, 244, 1898.

Aus dieser Tabelle ist sehr gut das Wachsen des Haupteinfallswinkels mit abnehmender Verunreinigung zu sehen. DRUDE hatte das kratzenfreieste Metall, daher das kleinste Hauptazimut (er maß ψ und D an verschiedenen Spiegeln, da er höchste Politur und Reinheit nicht zugleich zu erreichen vermochte). Das auffällige Schwanken von R ist nur eine Folge seiner komplizierten Abhängigkeit von n und $n\varkappa$; es liegt also in mäßiger Unabhängigkeit von zufälligen Oberflächenfehlern bei 71 Proz. Auch dürfte das Mittel von IV und V für die anderen Konstanten der Wahrheit am nächsten kommen. Jedenfalls ist aber zu sehen, daß Materialfehler eine viel zu große Rolle spielen, um bei derartigen Messungen auch nur die erste Dezimale von n und $n\varkappa$ als gesichert erscheinen zu lassen, und die Messungsfehler erheblich an Wirkung übertreffen[1]).

Schließlich möge eine tabellarische Übersicht die mit gelbem Licht gemachten Beobachtungen vereinigen. Die $\overline{\varphi}$ sind die genaueren $\overline{\varphi}$ (W).

Material	n	$n\varkappa$	R Proz.	φ	$\overline{\psi}$
Mn	2,49	3,89	63,5	78° 9′	29° 16′
Cr	2,97	4,85	69,7	80 13	29 39
V	3,03	3,51	57,5	77 51	25 15
Ta	2,05	2,31	43,8	72 57	25 15
Nb	1,80	2,11	41,3	71 23	26 30
Wo	2,76	2,71	48,6	75 57	23 10
Pd	1,62	3,41	65,0	75 55	33 2
Rh	1,54	4,67	78,3	78 54	36 12
Ir	2,13	4,87	74,6	79 33	33 59
Pt	2,03	4,4	71,3	78 40	32 40
Pt, 10 Proz. *Rh* .	1,79	4,20	71,7	78 5	33 57
Si	3,87	0,47	35,7	75 38	3 31
C	2,98	1,74	36,7	74 11	16 9

IV. Beobachtungen im Rot.

Da speziell bei den Platinmetallen Schmelzpunktsmessungen mit rotem Licht vorlagen, erschien es wünschenswert, wenigstens

[1]) Zu ähnlichen Schlüssen kommt auch W. MEIER (Diss. Göttingen 1909, S. 35), der an galvanisch niedergeschlagenem Platin nach der DRUDEschen Methode erheblich andere Konstanten findet.

bei einigen Metallen das Reflexionsvermögen im Rot zu bestimmen. Hierzu diente als Lichtquelle eine Nernstlampe mit zwei vorgeschalteten roten Gläsern, die 620 bis 700 $\mu\mu$ durchließen. Die folgenden Messungen sind also mit $\lambda = 660\ \mu\mu$ angestellt. Die Analysator- und Polarisatorstellung erwies sich als ungeändert, während die Kompensatoreichung links und rechts vom (etwas verschobenen) Nullpunkt 7,53° pro Umdrehung der Trommel ergab. Der SOLEIL-BABINETsche Kompensator ließ sich, im Gegensatz zum von DRUDE[1]) verwandten Babinet, auch bei $\varDelta$ gleich 2π oder λ noch einstellen, trotz des inhomogenen Lichtes. Bei $\lambda/4$ ging die Einstellung recht gut.

Die Metalle wurden genau wie in I beschrieben behandelt. Ihre Messung war bei dem schwächeren Licht allerdings sehr viel anstrengender und besonders die $\varDelta$-Einzelmessungen schwankten um 2 bis 3°. Für jeden Einfallswinkel wurden wiederum 12 Einzelmessungen zugrunde gelegt in zwei Spiegelstellungen. Die Resultate sind infolge der mühsameren Messung etwa doppelt so ungenau wie im Gelb.

Die Differenzen $\psi_1 - \psi_2$ waren infolge des öfteren Putzens und der dadurch entstandenen Kratzen etwas größer als 1°. Es wurden daher $^2/_3$ der Differenz zu dem kleineren ψ geschlagen, da der höhere ψ-Wert dem richtigen erfahrungsgemäß stets näher liegt.

Wie das bei den weißen Metallen nicht anders zu erwarten war, steigt das R nur ganz unbedeutend im Rot, das Iridium hat

Iridium:

φ	72°	76°	80°	
$2\psi_1$	66,76	62,50	61,16	$n = 2{,}40$
$2\psi_2$	71,46	67,86	65,30	$\varkappa = 2{,}10$
2ψ	70,6	66,1	65,9	$n\varkappa = 5{,}05$
$\pi - \varDelta_1$	50,8	68,8	91,3	$U = 5{,}59$
$\pi - \varDelta_2$	50,0	67,2	89,4	$\bar{\varphi}\,(D) = 80°\,7'$
$\pi - \varDelta$	50,4	68,0	90,4	$\bar{\varphi}\,(W) = 80°\,7'$
Q	65° 26′	64° 26′	65° 54′	$2\bar{\psi} = 65°\,16'$
Q_m	—	65° 15′	—	$R = 74{,}1$ Proz.
S	5,858	5,553	5,550	
S_m	—	5,65	—	

[1]) l. c., S. 531.

Rhodium:

φ	72°	76°	80°	
$2\psi_1$	75,30	73,30	71,44	$n = 1{,}81$
$2\psi_2$	75,34	72,96	71,40	$\varkappa = 2{,}93$
2ψ	75,3	73,1	71,4	$n\varkappa = 5{,}31$
$\pi - \Delta$	52,6	68,3	90,5	$U = 5{,}60$
Q	72° 2′	71° 54′	71° 24′	$\bar{\varphi}(D) = 80° 11'$
Q_m	—	71° 40′	—	$\bar{\varphi}(W) = 80° 10'$
S	5,868	5,630	5,541	$2\bar{\psi} = 71° 41'$
S_m	—	5,68	—	$R = 79{,}7$ Proz.

Platinrhodium:

φ	72°	76°	80°	
$2\psi_1$	71,00	67,20	67,30	$n = 2{,}08$
$2\psi_2$	69,50	66,36	66,54	$\varkappa = 2{,}22$
2ψ	70,2	66,8	66,9	$n\varkappa = 4{,}62$
$\pi - \Delta_1$	57,2	73,3	96,1	$U = 5{,}07$
$\pi - \Delta_2$	56,2	73,3	94,7	$\bar{\varphi}(D) = 79° 13'$
$\pi - \Delta$	56,7	73,3	95,4	$\bar{\varphi}(W) = 79° 10'$
Q	66° 42′	65° 54′	66° 48′	$2\bar{\psi} = 66° 33'$
Q_m	—	66° 30′	—	$R = 73{,}2$ Proz.
S	5,181	5,100	5,122	
S_m	—	5,13	—	

innerhalb der Fehlergrenzen dasselbe R. Dieselben Verhältnisse dürften bei sämtlichen anderen im Gelb gemessenen Metallen vorliegen, die samt und sonders weiß sind: Eine Erhöhung von R um 1 bis 2 Proz. etwa dürfte auch bei ihnen im Rot eintreten. Nur Silicium erscheint ziemlich bläulich. Auf eine Messung im Rot wurde aber verzichtet, da schon im Gelb die Phasenverschiebung schlecht zu messen war.

Zusammenfassung: Es wurden für gelbes Licht die Konstanten n, $n\varkappa$ und R an einigen Elementen neu bestimmt und die Resultate in der Tabelle, S. 118, vereinigt. Bei Ir, Rh, Pt, 10 Proz. Rh wurden außerdem noch die Konstanten für rotes Licht gemessen.

Zum Schlusse möchte ich nicht verfehlen, Herrn Geheimrat RUBENS meinen verbindlichsten Dank für die Überlassung des optischen Apparates auszusprechen.

Über optische Temperaturmessung blanker Körper; von H. v. Wartenberg.

(Mitteilung aus dem Physikalisch-Chemischen Institut der Universität Berlin.)

(Vorgelegt in der Sitzung vom 17. Dezember 1909.)
(Vgl. diese Verh. 11, 723, 1909.)

Die photometrische Temperaturmessung ist bekanntlich bei nicht schwarzen Körpern nicht ohne weiteres anwendbar, was besonders empfunden wird, wenn man bei hohen Temperaturen die als Fixpunkte dienenden Schmelzpunkte einiger Platinmetalle nicht einfach mit Hilfe von durchschmelzenden blanken Metallstreifen messen kann, sondern zu dem umständlich zu behandelnden schwarzen Körper greifen muß. Diese Schwierigkeit wird durch eine von Herren HOLBORN und HENNING [1]) gefundene Relation zwischen der wahren absoluten Temperatur T und der scheinbaren S eines Körpers mit dem Absorptionsvermögen A behoben. Es gilt nämlich:

$$\frac{1}{T} - \frac{1}{S} = \frac{\lambda}{c_2} \frac{\log A}{0{,}4343},$$

worin λ die Wellenlänge in μ bedeutet, bei der S bestimmt ist, und c_2 die Konstante des WIENschen Gesetzes ist. Die Herren HOLBORN und HENNING zeigten die Gültigkeit dieses Satzes besonders am Platin dadurch, daß sie die Konstanz des Ausdruckes rechts über das Intervall von 680 bis 1570° C nachwiesen, womit der wichtige Nachweis für die seinerzeit überraschende Unabhängigkeit von A von T im sichtbaren Gebiete erbracht war. Ferner konnten sie zeigen, daß sich aus gemessenen S unter Einsetzung der bekannten Absorptionsvermögen einiger Metalle, wie Silber, Gold, Platin wahre Temperaturen T berechnen ließen, die ziemlich gut mit den gemessenen T übereinstimmten. Bei höheren Temperaturen sind allerdings die Differenzen groß (z. B. beim Schmelzpunkt von Pt 1718° anstatt 1745 bis 1757°), so daß eine

---

[1]) L. HOLBORN u. R. HENNING, Berl. Akad. Ber. 1905, S. 311.

Anwendung des Satzes für noch höhere Temperaturen eine Prüfung nicht überflüssig erscheinen ließ.

Diese wurde in folgender Weise unternommen:

1. Es wurden für einige Stoffe neu die wahren Schmelztemperaturen in einem schwarzen Körper aus Wolfram gemessen.

2. Es wurde die HOLBORN-HENNINGsche Formel angewandt unter Zugrundelegung der in der vorigen Arbeit gemessenen Reflexionsvermögen und der Daten für S und teilweise auch für T anderer Beobachter. Alle diese Zahlen wurden für $c_2 = 14\,600$ umgerechnet, soweit dies nötig war, um ein homogenes Material zu haben.

I. Bestimmung einiger Schmelzpunkte im schwarzen Körper.

Als besonders hoch schmelzender schwarzer Körper diente ein bereits beschriebener[1]) Ofen mit verbesserten Fassungen. Er bestand aus einem Wolframrohr (Herstellung s. l. c.) von 1 bis 2 mm Wandstärke, 7 mm innerem Durchmesser und 5 cm Länge, das in zwei 1 cm dicke und 5 × 5 cm große Kupferklötze eingelegt war und durch je einen Kupferklotz mit Schrauben angepreßt werden konnte. An die Klötze waren der besseren Federung halber zickzackförmig gebogene Kupferblechstreifen genietet, mittels deren ein starker Wechselstrom zugeleitet werden konnte. Zur Verminderung der Strahlung diente ein übergeschobenes Rohr aus der Masse der Nernststifte und zum Schutze gegen die eingebrachten schmelzenden Metalle ein ebensolches eingeschobenes Rohr[2]), wodurch sich der Innendurchmesser auf 5 mm reduzierte. Das Ganze wurde mit einem Messingkessel mit Schaurohr überkittet, evakuiert und zur Kühlung in ein Glasgefäß mit fließendem Wasser gestellt. Durch die Glaswand und das Schaurohr konnte dann das Niederschmelzen eines zackigen Metallstückes beim allmählichen Steigern des Heizstromes in dem Gesichtsfelde eines dicht herangestellten, sorgfältig geeichten[3]) Wannerpyrometers verfolgt

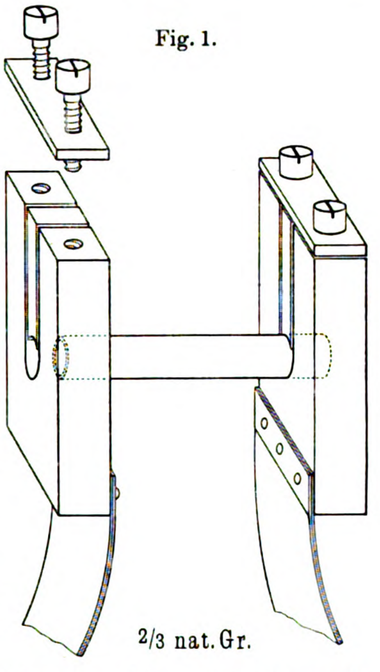
---

[1]) v. WARTENBERG, ZS. f. Elektrochem. 15, 876, 1909.

[2]) Magnesia verdampft über 2000° sehr stark und ist als inneres Schutzrohr unbrauchbar.

[3]) W. NERNST und H. v. WARTENBERG, Verh. d. D. Phys. Ges. **8**, 48 u. 146, 1906.

werden. Da Glas und Wasser etwas Licht absorbierten, wurde das Pyrometer zwischen den Messungen durch Beobachtung des Platinschmelzpunktes [1]) (1745° C) geeicht. Trotz der Kürze erwies sich bei hohen Temperaturen der Ofen als schwarzer Körper, denn es konnten an den zackigen Schmelzstücken keinerlei Details erkannt werden. In der Tat ist ja der Raum sehr eng und der Temperaturausgleich durch Strahlung bei hohen Temperaturen sehr groß. Bis etwa 2400° ist die Verdampfung des Wolframs sehr klein; der Iridiumschmelzpunkt erwies sich z. B. ungeändert, wenn das Iridiumstück auch 3 Min. lang auf 30° unterhalb seines Schmelzpunktes erhitzt war. Bei 2500° beginnt sie aber schon unangenehm zu werden, so daß sich Metalle, z. B. Tantal, in chemisch nachweisbarem Grade verunreinigen. Die Lebensdauer eines Rohres beträgt einige Dutzend Erhitzungen bis 2500°. Geht man aber bis 2700°, so kann man es nur etwa 10 Min. benutzen. Der Ofen verbraucht etwa 2 KW.


Fig. 1.

2/3 nat. Gr.

Die Messung ging in der Weise vor sich, daß unter fortwährendem Photometrieren (unter Rauchglaseinschaltung) mit dem Pyrometer die Temperatur langsam (in etwa 5 Min.) bis zum Schmelzpunkt gesteigert wurde. In unmittelbarer Nähe desselben wurde ununterbrochen photometriert, so daß die Schmelzpunktseinstellungen (α = Wannergrade) das Mittel aus 5 bis 7 um höchstens $^1/_2$° abweichender Einstellungen sind.

[1]) W. Nernst u. H. v. Wartenberg, Verh. d. D. Phys. Ges. **8**, 48 u. 146. 1906.

Tabelle 1.

Stoff	α Wanner-grad	t^0 C	
Platin, rein . . .	37,5	—	
Iridium, rein . . .	73	—	Vorläufige Bestimmung.
	72,7	2353	3 Min. auf 72 5 gehalten.
	73,1	2366	
Platin	37,2	—	
Rhodium, rein . .	52,4	1935	
	53,1	1945	2 Min. auf 52,0 gehalten.
Platinrhodium (10 Proz.)	44,2	1828	Thermoelementmetall.
	44,7	1834	
	44,2	1828	
Platin	37,6	—	
Vanadin	34,2	1707	97 proz. Metall.
	34,6	1712	
Molybdän, rein . .	75	2440	In $^1/_2$ Min. 3 mg Verdampfung.
	77	2530	Rapide Verdampfung ungeschmolzen.
Nernststiftmasse .	77	2530	Geschmolzen.
	– 78	-2580	
Iridium	70,6	2285	Technisches Metall.

Die Temperaturen wurden unter Zugrundelegung des Platinschmelzpunktes $\alpha = 37{,}4 = 1745^0$ berechnet. Es resultieren also für die Schmelztemperaturen in Celsiusgraden:

Ir	2360	Pt, Rh 10 . . .	1830
Rh	1940	Mo	$>$ 2500
V	1710 unrein	Nernststift . . .	2550

II. Anwendung der Holborn-Henningschen Formel.

Von den Herren Holborn und Henning sind l. c. die scheinbaren Schmelztemperaturen von Pt, Ir, Rh, Pd für $\lambda = 0{,}643\,\mu$ und $c_2 = 14\,500$ gemessen worden. Es mußte infolgedessen auch das Absorptionsvermögen bzw. das komplementäre Reflexionsvermögen für rotes Licht benutzt werden. Wie nun aus Drudes, Rubens' und Hagens usw. Zahlen hervorgeht, wächst das Reflexionsvermögen im Rot gegen Gelb bei den weißen Metallen um 1 bis 2 Proz. Es sind deshalb, soweit nicht direkte Messungen vorlagen, die in der vorigen Arbeit für gelbes Licht gefundenen

Reflexionsvermögen R um 1 bis 2 Proz. nach oben abgerundet benutzt. Da $A = 1 - R$ nur logarithmisch in die Formel eingeht, macht die hiermit begangene Willkürlichkeit nicht viel aus, am meisten noch bei den höheren Temperaturen. Verringert man z. B. bei Ir R von 0,75 auf 0,74, so wird die berechnete wahre Schmelztemperatur 2339 anstatt 2349. In der nachfolgenden Tabelle 2 sind, wie bereits betont, alle Angaben von S und T_{gefunden} auf $c_2 = 14600$ und Celsiusgrade umgerechnet.

Tabelle 2.

Stoff	A	Schwarze Temperatur	Wahre Temperatur	
		gefunden	berechnet	gefunden
Platin	0,28	1542 [1]	1748	1745 [2] 1757 [3]
Iridium	0,25	1987 [1]	2348	2348 [4] 2360 [5]
Rhodium	0,20	1644 [1]	1946	1940 [5]
Palladium	0,34	1394 [1]	1537	1541 [2] 1552 [3]
Gold	0,094 [6]	918 [1]	1087	1064 [1]
Silber	0,047 [6]	809 [1]	994	958 [1]
Wolfram	0,51	2650 [7]	2900	—

Die Übereinstimmung zwischen berechneten und gefundenen wahren Temperaturen liegt von Gold und Silber abgesehen (siehe weiter unten) innerhalb der Messungsfehler, so daß das Holborn-Henningsche Gesetz als streng gültig auch auf die Berechnung der wahren Schmelztemperatur des Wolframs ausgedehnt werden darf, wie das in der letzten Zeile der Tabelle geschehen ist, wobei noch zu bemerken ist, daß hier auch S mit gelbem Lichte gemessen ist. Die bessere Übereinstimmung gegenüber der von den Herren Holborn und Henning ausgeführten Berechnungen

[1]) L. Holborn u. R. Henning, Berl. Akad. Ber. 1905, S. 315.
[2]) W. Nernst u. H. v. Wartenberg, Verh. d. D. Phys. Ges. 8, 58, 1906.
[3]) L. Holborn u. S. Valentiner, Ann. d. Phys. (4) 22, 44, 1907.
[4]) W. Nernst, Phys. ZS. 4, 733 u. 7, 382, 1906 (Gesamthelligkeit).
[5]) Diese Arbeit, Tabelle 1.
[6]) P. Drude, Wied. Ann. 39, 537, 1890 (extrapoliert für $\lambda = 0,643$).
[7]) H. v. Wartenberg, Chem. Ber. 40, 3287, 1907.

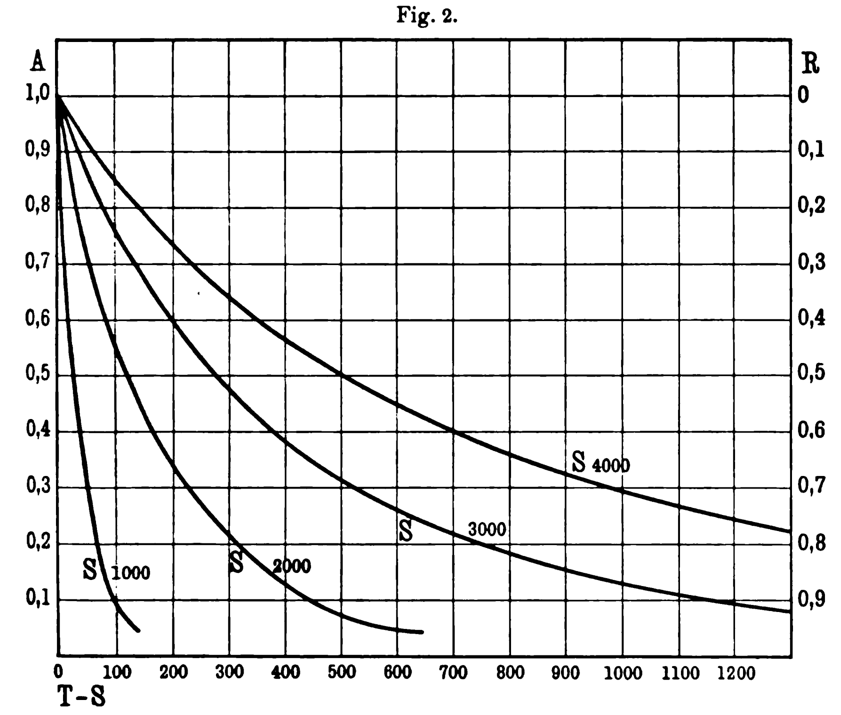
beruht darauf, daß die Reflexionsvermögen, nach der DRUDEschen Methode gemessen, größer sind als die HAGEN-RUBENSschen, die jene benutzten. Wie mir nun scheint, muß man bei Betrachtung der Emission des Lichtes die für die verschiedenen Metalle spezifischen Reflexionskonstanten benutzen, wie sie die DRUDEsche Methode ergibt, und nicht die mehr oder weniger von der individuellen Eigentümlichkeit eines Spiegels abhängigen, durch Intensitätsvergleichung gewonnenen. Denn flache Furchen, Wellen usw., die bei der mit regelmäßig, einseitig einfallendem Licht ausgeführten Intensitätsvergleichung R herabdrücken, erhöhen bei der unregelmäßig, allseitig ausstrahlenden Emission das Emissionsvermögen nicht. Erst scharfe Kratzen und Löcher, die Teile des blanken Bleches in schwarze Körper verwandeln, würden dies tun. Es wird also diejenige Methode der Reflexionsmessung vorzuziehen sein, die einigermaßen unabhängig von individuellen Oberflächenfehlern eines Spiegels ist, d. h. die DRUDEsche.

Die Übereinstimmung ist insofern überraschend, als die blanken Metallbleche beim Glühen etwas rauh werden, man also erwarten sollte, daß sie sich dem schwarzen Körper nähern bzw. daß ihr Reflexionsvermögen sinkt. Die flachen Rauheiten erhöhen aber offenbar das diffuse Emissionsvermögen nicht sehr wesentlich bei Metallen, die ein relativ geringes Reflexionsvermögen haben. Nur bei sehr stark reflektierenden Metallen wird sich ein entsprechender Einfluß geltend machen, wie das folgende Zahlenbeispiel erläutert. Auf einen Silberspiegel mit $R = 0{,}95$ von 1 qcm falle die Lichtmenge 1. Es wird dann von ihm die Lichtmenge $1 \,.\, 0{,}95$ reflektiert. Erblindet nun der Spiegel zur Hälfte bis auf das Reflexionsvermögen $R = 0{,}50$, so wird jetzt reflektiert: $0{,}5 \,.\, 0{,}95 + 0{,}5 \,.\, 0{,}5 = 0{,}725$, d. h. gegenüber der ursprünglichen Menge 23,7 Proz. weniger. Sinkt dagegen auf einem 1 qcm großen Platinspiegel das ursprüngliche $R = 0{,}70$ auf der Hälfte des Spiegels auf 0,50, so wird anstatt der ursprünglichen Lichtmenge $1 \,.\, 0{,}70$ nun $0{,}5 \,.\, 0{,}70 + 0{,}5 \,.\, 0{,}5 = 0{,}60$ reflektiert, d. h. nur 14,3 Proz. weniger. Die gleiche Trübung bringt also bei einem Silberspiegel einen prozentual viel stärkeren Effekt hervor. Hierdurch dürften die erheblichen Differenzen bei Gold und Silber zu erklären sein. In der Tat genügt nämlich eine Herabsetzung des Reflexionsvermögens bei Gold von 0,906 auf

0,873, bei Silber von 0,953 auf 0,923, um die Differenzen zwischen den berechneten und gefundenen wahren Schmelztemperaturen verschwinden zu lassen. Derartig stark reflektierende Metalle sind also als Eichsubstanzen nicht brauchbar.

Es ist vielleicht nicht ohne Interesse, mit Hilfe der HOLBORN-HENNING schen Gleichung die Differenzen der wahren und schwarzen absoluten Temperaturen in ihrer Abhängigkeit vom Absorptions-

Fig. 2.



vermögen A graphisch darzustellen, wie dies in der Fig. 2 für die schwarzen Temperaturen 1000 bis 4000° abs. für gelbes Licht ($\lambda = 0{,}589\,\mu$) geschehen ist. Für praktische Zwecke sind offenbar schon Stoffe mit einem Absorptionsvermögen wie das des schwarzen Glases ($A \sim 0{,}95$) auch für hohe Temperaturen genügend schwarz, während bei sinkendem A die Differenzen $T - S$ rasch größer werden, besonders bei sehr kleinen A. Auch aus diesem Grunde werden offenbar schon kleine Änderungen des Reflexionsvermögens bei Silber und Gold einen erheblicheren Einfluß haben als bei Platin.

Studien zur Emission der Gase. I. Über Intensitäts- und Energiemessungen in Spektren.

von H. Konen und W. Jungjohann.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 4. Februar 1910.)
(Vgl. weiter unten.)

Im folgenden soll über eine Reihe von Versuchen und Messungen berichtet werden, die wir teils gemeinsam, teils einzeln, teils mit Herrn J. Kyll angestellt haben, um zur Beantwortung der Frage beizutragen, welche Faktoren es sind, die die Emission der Gase bestimmen, bzw. ob es möglich ist, diese Faktoren voneinander zu trennen, ohne der Hypothese einen so breiten Raum zu gewähren, wie dies vielfach geschieht.

In dieser ersten Mitteilung sollen zunächst die Gesichtspunkte erörtert werden, die man für Energiemessungen in Gasspektren aufstellen kann. Eine weitere Mitteilung soll die Eigenschaften verschiedener von uns benutzter Lichtquellen behandeln, eine dritte die Resultate photometrischer Messungen bringen. Weitere Mitteilungen sollen sich in kurzer Folge anschließen.

§ 1. Im Gegensatz zur Emission der festen Körper hat die Untersuchung der Emission der Gase bis jetzt nicht zu eindeutigen, allgemein gültigen, quantitativen Ergebnissen geführt, wenn wir von den Beziehungen zwischen den Wellenlängen in Serienspektren und ähnlichen Spektren absehen. Die qualitativen Einzelresultate über Veränderlichkeit der Spektra sind zwar außerordentlich zahlreich und mannigfaltig, auch gibt es zahlreiche Theorien der Gasemission. Allein das darf behauptet werden, daß keine einzige der bisher aufgestellten Theorien oder Hypothesen der Fülle der Tatsachen Rechnung zu tragen vermag, geschweige daß sie gestattete, ohne Zuhilfenahme eines Übermaßes von „Vermutungen“ quantitative Voraussagen zu machen. Ein Grund dieses Übelstandes muß teilweise darin gesucht werden, daß das Material an quantitativen Untersuchungen über Veränderlichkeit der Spektra und den Zusammenhang zwischen den veränderlichen Daten und den Variablen verhältnismäßig gering

ist. Druckverschiebungen, Zeemaneffekt, Dispersion, magnetische Drehung, Energiemessungen in Emission und Absorption bei verschiedenen Variablen sind die Hauptpunkte, für die zahlenmäßige Ergebnisse vorliegen. Wir wollen uns hier mit den zuletzt genannten Messungen befassen. Die Zahl der Arbeiten, die sie und die ihnen zugrunde liegenden Erscheinungen behandeln, ist bereits recht ansehnlich. Das Handbuch der Spektroskopie von H. KAYSER (1) gibt eine bis zum Jahre 1902 reichende Übersicht. Wir stellen in den Anmerkungen die seitdem erschienenen Arbeiten zusammen und ergänzen die Liste durch die bereits bei KAYSER genannten Arbeiten. In der ersten Gruppe (1 bis 30) sind ausschließlich die Arbeiten ausgeführt, in denen entweder relative Intensitätsänderungen in Spektren oder Emissionsmessungen behandelt werden. In der zweiten Gruppe (31 bis 37) sind die Arbeiten genannt, in denen die Anwendbarkeit des KIRCHHOFFschen Gesetzes an den Gasen quantitativ geprüft wird, oder in denen auf Grund einer Vergleichung der Emission der Gase mit derjenigen von festen Körpern eine Temperaturbestimmung von Gasen, meist Flammen, versucht wird. In der dritten Gruppe endlich (38 bis 42) sind die Arbeiten genannt, in denen die Absorption von leuchtenden Gasen untersucht wird. In diese Gruppe gehören zugleich einige Arbeiten aus der Gruppe I. Eine ausführliche Analyse und Kritik aller dieser Arbeiten findet sich in der demnächst erscheinenden Arbeit von J. KYLL.

Vergleicht man die Resultate der verschiedenen Untersuchungen, so findet man nur geringe Übereinstimmung. Genauer untersucht sind der Hauptsache nach nur die Spektra des Quecksilbers und des Wasserstoffs, außerdem sind zahlreiche weniger exakte Untersuchungen über das Bandenspektrum des Stickstoffs gemacht worden.

Für das letztere geben die meisten Beobachter an, daß die Intensität der Banden proportional der Stromstärke wachse. Für Quecksilber liegen genaue Untersuchungen von KÜCH, RETSCHINSKY und PFLÜGER vor, aus denen hervorgeht, daß die Emission wie auch die Absorption mit steigendem Wattverbrauch der benutzten Quecksilberlampen steigt und zwar innerhalb einer Linienserie schneller für die kurzwelligen Linien. Innerhalb der einzelnen Triplets ist die Emissionsänderung für jede Linie verschieden.

Auch geht die Absorption nicht der Emission parallel. Hier spricht alles für ein Wandern des Emissionsmaximums nach dem blauen Ende mit steigender Temperatur innerhalb jeder Linienserie, das der Wanderung des Emissionsmaximums eines schwarzen Körpers ähnlich ist. Bei Wasserstoff und einigen anderen Gasen hat ferner LANGENBACH (16) als erster ein ähnliches Wandern des Maximums nach dem blauen Ende bzw. ein schnelleres Steigen der kurzwelligen Linien nachgewiesen, aus dem KAYSER (18) sogar unter Zugrundelegung der Regeln für schwarze Körper eine plausible Emissionstemperatur berechnen konnte. Weiter hat PASCHEN (8a) gefunden, daß die Strahlung in den Banden der Kohlensäure im Ultrarot gleich derjenigen eines schwarzen Körpers ist. Endlich hat die Bestimmung von Flammentemperaturen durch Umkehrungsversuche mit Hilfe schwarzer Körper zu Temperaturen geführt, die mit den Resultaten anderweitiger Messungen im Einklang stehen. Nach alledem könnte es scheinen, als ob die bisherigen Versuche dahin deuten, daß sich durch jede Serie eine Emissionskurve legen läßt, die derjenigen des schwarzen Körpers ähnlich ist.

Es zeigt jedoch ein genauerer Vergleich, daß nur die Messungen an Quecksilberdampf mit der nötigen Exaktheit ausgeführt sind und ein genügendes Stromintervall umfassen. Die meisten Messungen mit Wasserstoff sowie zahlreiche Messungen an Stickstoff sind mit Kondensatorentladungen ausgeführt worden, so daß nur Mittelwerte beobachtet werden konnten. Die Messungen mit Gleichstrom an Stickstoff haben dagegen zu widersprechenden Resultaten geführt. Meistens sind nur sehr kleine Ströme benutzt worden. GEIGER hat freilich stärkere Ströme verwendet, dabei aber nur auf die Stromstärke, nicht auf die Stromdichte Rücksicht genommen. Seine und die Ergebnisse anderer Beobachter widersprechen sich auch insofern, als zwar gefunden wird, daß die Gesamtfarbe der Entladung sich ändert, dennoch aber die Intensität jeder Spektralstelle der Stromstärke proportional ist. Dazu kommt, daß andere Beobachter keine lineare Beziehung finden.

Endlich sind bekanntlich die Meinungen darüber, ob die Temperatur überhaupt als Ursache und bedingende Veränderliche bei der Gasemission angesehen werden könnte, geteilt. Auf der einen Seite wird die Möglichkeit, Gase durch bloße Erhöhung der

Temperatur zum Leuchten zu bringen, gänzlich geleugnet. Auf der anderen Seite wird, zumal von den Astrophysikern, immer noch mit der Temperatur der leuchtenden Gase gerechnet. Eine Darlegung der Gründe, die von beiden Seiten ins Feld geführt werden, muß hier übergangen werden, ebenso eine Diskussion der verschiedenen Versuche im einzelnen.

Aus dem Angeführten geht indes wohl schon hervor, daß weder über die Änderung der Emission mit der Stromstärke oder Temperatur noch erst recht über den Zusammenhang der beobachteten Änderungen mit beiden Größen Übereinstimmung herrscht. Vor allem gilt dies auch von den Bandenspektren, die im Vergleich zu den Linienspektren nur unvollkommen untersucht sind.

Es erscheint uns darum von Nutzen, zunächst die für Messungen der geschilderten Art heranzuziehenden Begriffe zusammenzustellen, und zwar unter Benutzung der in der Literatur vorhandenen Hinweise. Neues soll damit nicht gegeben werden. Unsere Bemerkungen sollen vielmehr nur dazu dienen, die Tragweite der gezogenen Schlüsse zu beleuchten und Unklarheiten zu vermeiden.

§ 2. Will man die veränderlichen Faktoren eines Gasspektrums messen, so muß zunächst die Natur der abhängigen und der unabhängigen Variablen feststehen. Die Definition beider stößt auf große praktische Schwierigkeiten.

Als hier in Frage kommende veränderliche Größen bezeichnet man gewöhnlich die Intensität oder die Energie einer bestimmten Spektralstelle. Erstere wird im Vergleich zu einer konstanten Lichtquelle gemessen und dient zum Maß der relativen Änderungen innerhalb eines Spektrums. Letztere wird entweder direkt — etwa bolometrisch — gemessen oder aus dem Vergleich mit der Intensität im Spektrum eines Körpers von bekannter Energieverteilung abgeleitet. In beiden Fällen, zumal im letzteren, sind zahlreiche und zum Teil unsichere Korrektionen anzubringen. Wenn ausführbar, verdient die Bestimmung der Energie einer Spektralstelle den Vorzug.

Allein mit der auf diese Weise definierten Größe ist ohne weiteres nichts anzufangen.

Zunächst sind praktische Schwierigkeiten zu berücksichtigen. In einigen linienarmen Spektren gelingt es zwar, die einzelnen

Linien bolometrisch zu messen oder zu photometrieren; bei linienreichen Spektren oder gar bei Bandenspektren ist dies jedoch im allgemeinen ausgeschlossen. Die positiven Stickstoffbanden z. B. werden nur in höheren Ordnungen großer Rowlandgitter völlig aufgelöst; Ähnliches gilt von den meisten anderen Banden. Möglicherweise wird man auf photographischem Wege die Intensitäten der einzelnen Komponenten messen können. Bis das geschieht, kann man aber nur photometrisch oder bolometrisch Mittelwerte der Energie oder Intensität messen, deren Bedeutung von der Änderung jeder einzelnen Komponente abhängt und deren Größe von zahlreichen Nebenfaktoren, wie der Lage des Schwerpunktes der Bande, der Spaltbreite u. dgl. abhängig ist. Daß aber Änderungen der Komponenten oder der Lage des Schwerpunktes stattfinden können, wird durch die Untersuchungen über das Minimum in der Cyanbande 3884 und über die Intensitätsänderungen innerhalb der einzelnen Serien der Stickstoffbanden bewiesen. Es ist dies ein Umstand, auf den, soweit wir sehen, z. B. von keinem der zahlreichen Beobachter Rücksicht genommen worden ist, die das Stickstoffspektrum untersucht haben.

In geringerem Maße gilt Ähnliches von den Linienspektren. Es sind Fälle bekannt, in denen die relative Intensität der Komponenten zusammengesetzter Linien sich gleichzeitig mit der Intensität der Anregung des Dampfes ändert. Ferner ist es so gut wie unmöglich, eine homogene Schicht leuchtenden Dampfes herzustellen. Man beobachtet daher, und zwar gerade bei intensiver Erregung, Verbreiterungs- und Umkehrungserscheinungen. Beide vermögen die Messungen zu fälschen, und zwar die ersteren vorzugsweise die photometrischen Messungen, letztere alle Arten von Messungen. Denn da die Photometrie von Linien notwendig eine gewisse Mindestspaltbreite verwenden muß, so muß sie bei absoluten Messungen die Voraussetzung machen, daß die Helligkeit von der benutzten Spaltbreite unabhängig sei. Bei relativen Messungen muß sie wenigstens annehmen, daß sich die Abhängigkeit der Helligkeit von der Spaltbreite nicht mit der Stärke der Anregung, also des Leuchtens, ändere. Tritt aber eine Verbreiterung der Linie ein, so trifft die genannte Voraussetzung nicht mehr zu. Zum mindesten ist eine Untersuchung darüber erforderlich, in welchem Umfange dies der Fall ist. Auf die Wirkung

der Umkehrungserscheinungen soll sogleich noch eingegangen werden.

Zu den genannten praktischen Schwierigkeiten kommen prinzipielle.

§ 3. Außer der spezifischen Emission des Gases ist die Absorption zu berücksichtigen. Ist diese sehr klein, so nimmt die Intensität angenähert proportional der Schichtdicke zu, ohne daß die Linien oder Banden ihre relative Intensität ändern. Verschwindet die Absorption dagegen nicht, so strebt die Helligkeit mit zunehmender Schichtdicke einem Maximum zu. Zugleich kann sich die relative Intensität der einzelnen Linien ändern dadurch, daß ihre Absorption verschieden ist. Dazu kommt, daß die Absorption ihrerseits wieder eine Funktion der die Emission bedingenden Variabeln ist. Wenn man für die Gase ohne weiteres die Gültigkeit des Kirchhoffschen Gesetzes annehmen könnte, so würde die Schwierigkeit sich heben lassen. Allein das ist keineswegs der Fall. Beispielen, in denen die Gültigkeit nachgewiesen werden soll, stehen andere gegenüber, in denen auch bei der stärksten Anregung eine Absorption bisher sich nicht hat nachweisen lassen.

Jedenfalls muß jede Messung der Energie in einem diskontinuierlichen Spektrum durch eine Messung der Absorption ergänzt werden, selbst dann, wenn nur relative Messungen angestellt werden und die Schichtdicke konstant bleibt.

In Strenge ist jedoch auch dieser letzte Punkt nicht zu realisieren. Bringt man z. B. ein Gas durch den elektrischen Strom zum Leuchten, so läßt es sich nicht vermeiden, daß an den Enden der benutzten Apparate sich weniger stark erregte Gasschichten befinden. Ihre Emission und Absorption ist im allgemeinen eine andere als diejenige der am stärksten leuchtenden Teile. Ferner ändert sich ihre Größe mit der Stärke der Erregung. Man erhält daher in sehr vielen Fällen Selbstumkehrungen, die oft nur bei Anwendung großer Dispersion erkennbar sind. Wie groß der hierdurch hervorgerufene Fehler ist, läßt sich nicht allgemein sagen, sondern müßte in jedem einzelnen Falle neu bestimmt werden.

Weiter tritt sehr häufig der Fall ein, daß das zu untersuchende Spektrum ein Gemisch verschiedener Spektra ist, beispielsweise eines kontinuierlichen Spektrums, eines Bandenspek-

trums und eines Linienspektrums. Dadurch entsteht eine doppelte Schwierigkeit. Einmal muß der Anteil der für eine bestimmte Spektralstelle ermittelten Energieänderung für jede der Komponenten bestimmt werden. Das ist nicht immer möglich. Ein Beispiel bietet das Spektrum des Quecksilbers in einer Quarzröhre, durch welche Quecksilberdampf destilliert. Die Energie der Linien 4348 und 4349 ist alsdann nur auf unsicheren Umwegen zu messen.

Noch größer ist jedoch die Schwierigkeit, welche dadurch herbeigeführt wird, daß mit der Änderung der Erregung des Gases sich nicht nur die Intensität an jeder bestimmten Spektralstelle, sondern auch die Zusammensetzung des Spektrums ändert. Hat man z. B. die Superposition eines Banden- mit einem Linienspektrum, so ändert man nicht nur die Intensität beider, sondern auch das Verhältnis der Intensität beider. Dieser Effekt ist nicht auf verschiedene Spektralklassen beschränkt, sondern findet sogar zwischen den Linien eines und desselben Spektrums statt. Es kann mit einem hohen Maß von Sicherheit behauptet werden, daß die Zahl der in einem Gase zu einer gegebenen Zeit leuchtenden Teilchen prozentual klein ist, ebenso daß verschiedenen Emissionen verschiedene Zustände der leuchtenden Teilchen entsprechen. Unter dieser Voraussetzung läßt sich der genannte Effekt auch so beschreiben, daß man sagt, daß die Zahl der eine bestimmte Linie liefernden Zentren die Intensität der Emission mitbedingt. Je nachdem unter gegebenen Bedingungen diese Zahl wächst oder abnimmt, kann man an einer bestimmten Spektralstelle eine Zunahme oder Abnahme der Emission beobachten, obwohl vielleicht die mittlere Emission jedes einzelnen Teilchens sich in entgegengesetztem Sinne geändert hat.

Will man also Werte der Emission erhalten, die Vergleiche für eine bestimmte Spektralstelle oder auch für zwei verschiedene Wellenlängen ermöglichen, so muß zugleich entweder die Menge des leuchtenden Gases ermittelt oder eliminiert werden. Will man einen Vergleich zwischen verschiedenen Wellenlängen ausführen, so muß man sicher sein, daß die betreffenden Wellen die gleichen Emissionszentren besitzen. KAYSER (18) hat zuerst auf die entscheidende Wichtigkeit dieses Punktes hingewiesen, der vielfach auch in Publikationen aus jüngster Zeit übersehen worden ist (30). Die Entscheidung, ob man für gegebene Wellenlängen die gleichen

Emissionszentren anzunehmen hat, ist vielfach sehr schwierig. Man muß alle Tatsachen heranziehen, die über die Natur der leuchtenden Teilchen Aufschluß geben können. Wie KAYSER zuerst bemerkt hat, kann man als sicheres Zeichen für den gleichen Ursprung verschiedener Linien ihre Zugehörigkeit zu einer Serie ansehen, da durch das gleichzeitige Auftreten der Linien einer Serie und ihr gleichmäßiges Verhalten gegenüber dem Einfluß des Druckes, eines Magnetfeldes und anderer physikalischer Faktoren, sowie durch den Zusammenhang ihrer Schwingungszahlen es in hohem Maße wahrscheinlich gemacht wird, daß die betreffenden Linien von dem gleichen schwingenden System hervorgebracht werden.

Allein es gibt noch weitere Fälle, in denen man das gleiche annehmen kann. Wir nennen z. B. die Serien innerhalb einer Bande eines Bandenspektrums, die durch serienähnliche Formeln zusammengefaßt werden können, oder Absorptionslinien, die die gleiche Serie von Fluoreszenzlinien liefern. Auch ist es nicht ausgeschlossen, daß man ganze Systeme von Banden als gleichen Ursprungs ansehen kann. Dispersion, räumliche Trennung in leuchtenden Gasmassen oder in elektrischen oder magnetischen Feldern, kurz alle physikalischen Faktoren müssen herangezogen werden, die eine bestimmte Spektrallinie charakterisieren, um zu entscheiden, ob man für gegebene Spektralstellen gleichen Ursprung annehmen kann oder nicht.

§ 4. Es liegt nahe, statt der Emission oder Absorption eines Gases nach Analogie des KIRCHHOFFschen Gesetzes das Verhältnis beider als zu messende Variable einzuführen. In der Tat ist dieser Vorschlag schon gemacht worden[1]). Ob er brauchbar ist und ob die sich als Verhältnis von Emission und Absorption für jede Liniengruppe ergebende Funktion einfachen Gesetzen folgt und von der Natur der jedesmaligen Emissionszentren der Form nach unabhängig wird, muß durch die Erfahrung entschieden werden, leuchtet jedoch a priori nicht ein. Denn die Überlegungen, auf die sich die Ableitung des KIRCHHOFFschen Gesetzes und die Herleitung der Strahlungsfunktion des schwarzen Körpers

[1]) Vgl. hierzu A. PFLÜGER, Ann. d. Phys. (4) **24**, 515, 1907, sowie den Artikel: Theorie der Strahlung von W. WIEN, Bd. 3, Heft 2 der Enzyklop. d. math. Wiss., S. 348, Leipzig 1909.



stützen, versagen bekanntlich bei den Gasen, sofern nicht gewisse Hypothesen gemacht werden.

Vor allem müßte die Voraussetzung gemacht werden, daß die leuchtenden Gase das gleiche Licht absorbieren, das sie emittieren. Wenn dies nun auch für einige Beispiele durch Messungen und für viele Flammen-, Bogen- und Funkenlinien durch Umkehrungsversuche qualitativ als zutreffend nachgewiesen worden ist, so ist doch der Nachweis nicht allgemein geführt. Für einzelne Beispiele, wie die Bandenspektra mancher Flammen, wird ausdrücklich das Gegenteil behauptet, und man kann a priori nicht die Möglichkeit ausschließen, daß auch bei Gasen ähnliche Vorgänge stattfinden können wie bei fluoreszierenden Körpern, bei denen bis jetzt kein der Emission entsprechendes Absorptionsmaximum nachgewiesen werden konnte und wo Emission und Absorption zwei verschiedenen Zuständen der leuchtenden Teile anzugehören scheinen. Entscheidende Versuche hierüber stehen noch aus[1]).

Allein wenn man auch annimmt, daß in jedem Falle ein Gas die gleichen Wellenlängen absorbiert, die es emittiert, so steht jedenfalls fest, daß in vielen Fällen die Absorption außerordentlich klein ist und unter der Meßgrenze liegt. Alsdann wird, wenn D die Dicke der leuchtenden Schicht, E das Emissionsvermögen einer unendlich dünnen Schicht von der Dicke dx und a den Absorptionsindex bezeichnet, die Emission des Gases für die Wellenlänge λ gleich

$$\varepsilon = \int_0^D e^{-ax} E dx$$

oder merklich gleich DE.

Man bestimmt also nur E. Für eine unendlich dicke Schicht müßte ε gleich der Emission des schwarzen Körpers werden. Allein es wird nicht immer möglich sein, durch Vergrößerung der Schichtdicke oder passend angebrachte Spiegel die Strahlung einer unendlich dicken Schicht zu verwirklichen.

Daraus geht hervor, daß in den meisten Fällen das Verhältnis der Emission zur Absorption gar nicht bestimmt werden kann

---

[1]) Man vgl. KAYSERS Handb. d. Spektroskopie, Bd. IV, wo der eine von uns die Frage ausführlich diskutiert.

und man gezwungen ist, aus dem Verhalten der Emission allein Schlüsse zu ziehen. Immerhin muß man mit PFLÜGER[1]) die Messung des Verhältnisses von $E:A$ als eine der wichtigsten Aufgaben der quantitativen Untersuchung der Gasspektra bezeichnen.

§ 5. Endlich seien noch einige Bemerkungen der Frage gewidmet, inwiefern eine Spektrallinie durch Angabe von Emission und Absorption charakterisiert ist. Wir sehen zunächst ab von allen weiteren physikalischen Bestimmungsstücken, die für eine Linie maßgebend sind, wie Humphreys-, Zeeman-, Dopplereffekt und dergleichen und berücksichtigen nur den Einfluß der Inhomogenität. Jede Linie eines Banden- oder Linienspektrums ist, wenn sie nicht noch Trabanten besitzt, praktisch als ein Stück eines kontinuierlichen Spektrums anzusehen. Ob das in ihm enthaltene Licht einem Stück aus dem Spektrum eines schwarzen Körpers von gleichem Wellenlängenbereich in jeder Hinsicht äquivalent ist, steht dahin. Man kann jedenfalls mit WIEN[2]) zunächst die Annahme machen, daß es so sei. Doch bestehen zwischen den verschiedenen Spektrallinien die größten Unterschiede in Hinsicht der Inhomogenität. In dem gleichen Spektrum, z. B. dem Funkenspektrum eines Metalles, finden sich äußerst diffuse neben sehr scharfen Linien. Mißt man daher mit einem Instrument von geringer auflösender Kraft, z. B. einem Bolometer, so wird die gesamte in der Linie steckende Energie zugleich gemessen; es kann also eintreten, daß eine diffuse Linie die gleiche Energie ergibt wie eine intensive, aber scharfe Linie. Mißt man mit dem Auge, so hängt es, wie bereits erwähnt, von den instrumentellen Bedingungen ab, ob man eine Größe erhält, die der Gesamtenergie der Linie oder der einer bestimmten Wellenlänge zukommenden Energie näher steht. Mißt man endlich photographisch, so erhält man zunächst aus der Schwärzung die auf eine bestimmte Wellenlänge bezogene Intensität. Man hat neuerdings mehrfach versucht, aus diesem Wert die Gesamtenergie der Linie durch Multiplikation mit der Linienbreite abzuleiten (vgl. weiter unten). Im allgemeinen ist es gebräuchlich, die gesamte Energie in einer Linie als charakteristisch für sie anzusehen. Das führt

---

[1]) A. PFLÜGER, Ann. d. Phys. (4) 26, 789, 1908.
[2]) l. c., S. 348.

jedoch zu wenig plausiblen Konsequenzen. Es entspricht schon der unmittelbaren Auffassung nicht, verwaschene, breite, oft schlecht sichtbare Streifen in einem Spektrum einer hellen, scharfen Linie gleich zu setzen. Diese Auffassung erweist sich in gewisser Hinsicht als begründet. Es kommt darauf an, was man mit der Intensität einer Linie messen will.

Geht man davon aus, daß in der Verbreiterung einer Linie Energie steckt, die sich als Zuwachs der Gesamthelligkeit des leuchtenden Gases bemerkbar macht, so faßt man die Gesamtemission des untersuchten leuchtenden Systems ins Auge. Man muß alsdann über die ganze Breite der fraglichen Linie integrieren. Allein zu dem so erhaltenen Werte sind noch die Energiebeträge der sämtlichen anderen Linien zu addieren, die man dem gleichen Emissionszentrum zuschreibt. Nur so erhält man wirklich die Gesamtemission, die dann mit der Gesamtemission anderer Emissionszentren oder fester Körper verglichen werden kann. In der Praxis handelt es sich aber meist um etwas anderes. Man will ein Maß für die Energie im Sinne der optischen Intensität. Oder man vergleicht die betreffende Linie mit einem kontinuierlichen Spektrum, das bei der gleichen Auflösung untersucht wird. Alsdann kommt es darauf an, ob das Maximum der Linie bei gegebenen Apparaten die Intensität an der gleichen Stelle des Vergleichsspektrums übertrifft oder nicht. Das ideale Verfahren wäre also, die Intensitäts- bzw. Energiekurve innerhalb jeder Linie zu bestimmen. Da dies meist nicht möglich ist, so wird man eine dem Maximum der Linie proportionale Größe zu bestimmen suchen. Daß es meist auf diese Größe, nicht auf das Integral ankommt, geht z. B. auch daraus hervor, daß die Umkehrungsversuche und der Vergleich mit dem schwarzen Körper für feste Wellenlängen von ihr abhängen. Wir schlagen daher vor und unterscheiden zwischen:

1. Der Gesamtenergie einer Linie. Sie ergibt sich durch Integration aus der Energiekurve der Linie. Unmittelbare Verwendung findet dieser Wert nur in dem Falle, daß das betrachtete leuchtende System nur diese eine Linie emittiert.

2. Der Gesamtenergie eines Liniensystems. Sie ist gleich der Summe der Gesamtenergie aller zu einem System verbundenen Linien (z. B. Linien einer Serie).

3. Der Intensität einer Linie. Sie ist gleich dem Maximum der Energiekurve der Linie.

Ist die Energiekurve einer Linie nicht zu ermitteln, so ist neben dem Mittelwert der Gesamtenergie einer Linie zugleich die Angabe von 3. erforderlich.

Die gleichen Aussagen lassen sich für die Absorption machen.

§ 6. Eine eingehende Diskussion der die Energieverteilung im Spektrum eines Gases bedingenden Variablen ist nicht möglich, ohne auf die zahlreichen Hypothesen über die Natur der Gasemission einzugehen. Wir begnügen uns daher damit, einige Hauptpunkte zu besprechen. Auch hier soll keineswegs der Anspruch erhoben werden, daß etwas Neues vorgebracht wird. Der Zweck unserer Bemerkungen liegt in der möglichst präzisen Fassung der Voraussetzungen der Intensitätsmessungen unter Vermeidung aller nicht notwendigen Hypothesen.

Je nach der Lichtquelle sind die ein Gasspektrum bedingenden Variablen verschieden. In einem elektrischen Ofen, wie King ihn benutzt, ist die Temperatur die primäre Variable; im elektrischen Bogen kommen Stromstärke, Potentialgradient, chemische Prozesse, umgebende Atmosphäre, elektrische Bestimmungsstücke des Stromkreises, Beschaffenheit der Elektroden, Druck, Dampfmenge, Einwirkung gleichzeitig anwesender fremder Elemente und vielleicht noch andere Faktoren hinzu, die von Punkt zu Punkt des Bogens variieren. Beim oszillierenden Funken kommt zu allen diesen Faktoren noch der Zeitpunkt der Beobachtung (Ordnung der Partialentladung, Phase). In Flammen spielen die verschiedensten chemischen Prozesse eine Rolle, neben der Temperatur, dem Druck, der Substanzmenge und anderen Faktoren. Von den Entladungen in Geisslerschen Röhren gelten alle beim Bogen und beim Funken genannten Momente zusammen. Dazu kommt in allen Fällen der Druck des untersuchten Gases und der Grad und Charakter seiner Ionisierung.

Unter den genannten Veränderlichen sind zweifellos viele sekundärer Natur. Allein in welchem Umfange dies stattfindet, ist unentschieden. Von manchen Seiten wird angenommen, daß die Temperatur die bei konstantem Druck maßgebende Veränderliche sei. Sie soll freilich nicht als Durchschnittstemperatur des Gases gemessen werden, sondern sich lediglich auf die leuchtenden

Partikel beziehen, gleichgültig, ob dieselben als geladen oder ungeladen angenommen werden. Von der Temperatur der Strahlungszentren soll ihre mittlere innere Energie abhängen und von dieser wieder die Energie der Strahlung. Diese soll möglicherweise einsetzen, sobald die innere Energie eine bestimmte Grenze überschreitet. Ob die innere Energie der strahlenden Teile in einem einfachen Zusammenhange mit der Temperatur im gewöhnlichen Sinne steht, bleibt unentschieden. Jedenfalls erscheint es möglich, daß dies der Fall ist und daß ferner zwischen der inneren Energie und der ausgestrahlten Energie oder auch zwischen der die innere Energie bedingenden sogenannten Temperatur und der ausgestrahlten Energie eine einfache Beziehung besteht, die vielleicht der Form nach mit ähnlichen Gesetzen des schwarzen Körpers übereinstimmt. Chemische Prozesse, Ionisierung werden dann ihrerseits als bedingt durch die Temperatur angesehen. Nun ist aber die Temperatur der fraglichen leuchtenden Zentren, die möglicherweise nur einen geringen Bruchteil des Gases bilden, nicht direkt meßbar, da alle Messungen nur den Mittelwert liefern. Man kann daher, selbst wenn man sich auf den genannten Standpunkt stellt, die „Leuchttemperatur“ nicht als Variable brauchen. Nur der umgekehrte Weg ist gangbar. Man kann die Energieänderung in einem Spektralsystem (z. B. Serie) messen und aus der gefundenen Änderung unter Zugrundelegung einer bestimmten Hypothese, beispielsweise der Annahme, daß die gleichen Regeln gelten wie beim schwarzen Körper, eine Temperatur berechnen, deren Zulässigkeit dann auf anderem Wege geprüft werden muß. Dieser Weg ist zuerst in konsequenter Weise von KAYSER beschritten worden (18).

Eine Modifikation der angegebenen Ansicht ist die, wenigstens in vielen Fällen, die Temperatur im gewöhnlichen Sinne als Variable anzusehen. Die Leuchttemperatur des strahlenden Gases wäre dann als diejenige Temperatur zu definieren, bei welcher sich ein schwarzer Körper mit dem betreffenden Gase im Strahlungsgleichgewicht befindet. Auch wenn man ganz davon absieht, daß erst noch der Beweis erbracht werden muß, daß stets ein derartiges Strahlungsgleichgewicht möglich ist, bleibt einzuwenden, daß sich praktisch in vielen Fällen die Temperatur des Gases nicht würde messen lassen, weil es nicht möglich wäre, einen

schwarzen Körper von genügend hoher Temperatur herzustellen. Immerhin bleiben die auf Grund der genannten Annahme erzielten Erfolge bemerkenswert. Wir beabsichtigen, auf diesen Punkt noch zurückzukommen.

§ 7. Da es in vielen Fällen nicht möglich ist, Gase durch Erhitzen in geschlossenen Gefäßen zur Emission der auf andere Weise leicht herzustellenden Spektra anzuregen, da ferner die leuchtenden Gase in vielen Fällen merklich ionisiert sind, und da man endlich nachweisen kann, daß in vielen Fällen Ionen leuchten, so liegt die Annahme nahe, in eben dieser Ionisierung das wesentliche, die Emission der Gase bedingende Element zu sehen, sei es, daß man die Emission zurückführt auf die Entstehung oder die Rekombination der Ionen oder Elektronen oder auf Störungen, die die Ionen während ihrer freien Zeit treffen. Von diesem Standpunkt spielt die Temperatur eine sekundäre Rolle. Sie bedingt unter Umständen das Maß der Ionisierung, vielleicht auch die Stärke der Anregung der Ionen. Man muß erwarten, daß die die Ionisierung bedingenden Faktoren, Stromstärke, Potentialgradient, Platz in der Strombahn, chemische Prozesse, die Hauptrolle spielen und die Emission des Gases bedingen. Diese Ansicht hat das für sich, daß sie gewisse Erscheinungen in Vakuumröhren, ferner den Zusammenhang zwischen Ionisierung und Leuchten, sowie das Überwiegen chemischer und elektrischer Methoden bei der Erzeugung der Gasemission ungezwungen erklärt. Sie gestattet ferner, alle die bei der Elektrizitätsleitung der Gase beobachteten Erscheinungen heranzuziehen und besitzt eine große Anpassungsfähigkeit. Man hat eine große Anzahl von Möglichkeiten, kann die positiven Ionen oder negativen Ionen oder Abarten davon oder die bei der Bildung oder Wiedervereinigung auftretenden Prozesse und ähnliche Vorgänge als für die Emission entscheidend ansehen. Diesen Vorteilen stehen jedoch große Nachteile gegenüber. Zunächst ist es keineswegs bewiesen, daß in allen Fällen das leuchtende Gas ionisiert ist oder umgekehrt, daß etwa vorhandene Ionen die Träger der Emission sind. Vor allem sind hier zahlreiche Verbindungsspektra zu nennen, für die der genannte Nachweis zum mindesten noch aussteht.

Allein selbst wenn man sich auf den geschilderten Standpunkt stellt, so scheitert doch die praktische Verwendung der Annahme in



den meisten Fällen an der Komplikation durch die große Zahl der Ionengattungen, die man annehmen muß. Bei Helium müßte man z. B. mindestens sechs verschiedene Arten von Ionen, vielleicht auch verschiedene Erregungsprozesse annehmen. Das schließt aber die Verwendung der Ionisierung als unabhängiger Variabler aus, solange es nicht möglich ist, die genannten Gattungen einzeln festzustellen und zu untersuchen. Man kann aber wohl die Behauptung aufstellen, daß es bisher niemand in einer zweifelfreien Weise gelungen ist, nachweislich verschiedene Ionen oder Atome eines Gases mit nachweislich verschiedener Emission zu isolieren. Es sind allerdings zahlreiche Beispiele gegeben worden, aus denen ein derartiger Schluß gezogen worden ist. Allein es haben sich noch stets triftige Gegengründe ergeben. Als Variable würde sich die Ionisierung eines Gases nur dann eignen, wenn sich die gesamte Emission in einem bestimmten Raume, z. B. in der positiven Säule, auf eine einzige Art von Ionen (oder Ionenprozessen) zurückführen ließe. In diesem Falle würden sich verschiedene Konsequenzen ergeben, auf die wir noch zurückkommen werden. Es leuchtet ein, daß die letzten Überlegungen vorzugsweise auf stromdurchflossene Gase Anwendung finden werden. Vor allem müßte sich ein Zusammenhang zwischen der Zahl der Ionen und der emittierten Energie ergeben. Auf Grund einer derartigen Überlegung ist denn auch schon behauptet worden, daß die Emission direkt der Zahl der Ionen, somit der Stromstärke proportional sein müsse. Demgegenüber kann man einwenden, daß mit der Zahl sich zugleich die Intensität der Anregung ändern wird, wenn man überhaupt annimmt, daß die leuchtenden Teilchen einer verschieden starken Anregung fähig sind, eine Annahme, die eine Art von Temperatureinfluß einschließen würde. Alsdann müßte man nicht die Stromstärke, sondern die geleistete Arbeit, also Potentialgradient mal Stromstärke als Veränderliche wählen. Auch dieser Vorschlag ist bereits gemacht, allein nur inkonsequent durchgeführt worden.

§ 8. Zu den genannten Veränderlichen kommt als Nebenveränderliche der Druck des Gases, der besonders bei Anwendung von elektrischen Methoden eine große Rolle spielt. Sein größter Einfluß rührt von der Änderung der Entladung her und läßt sich vom Standpunkte der Theorie der Elektrizitätsleitung der Gase

erklären, sowohl wenn man die Temperatur, wie wenn man die Ionisierung und verwandte Vorgänge als Variable ansieht. Daneben gehen jedoch, wie durch manche Versuche gezeigt wird, Vorgänge, die auf eine direkte Beeinflussung der Emission durch den Druck hinweisen. Besonders sind die Verbreiterungserscheinungen zu nennen. Wir werden auf diesen Punkt noch zurückkommen. Erschwert werden die Versuche über Emission der Gase vielfach durch die Forderung, den Druck konstant zu halten. Dies gilt unter anderen auch für die sonst so vortrefflichen Quecksilberlampen. Obwohl nun die Erfahrung zeigt, daß der Druck eines Gases von größtem Einfluß ist auf seine Emission, kann man nicht a priori sagen, daß der Gesamtdruck des Gases die unabhängige Veränderliche ist. Es wäre denkbar, daß es nur auf den Partialdruck des leuchtenden Bestandteiles ankäme.

Die verschiedenen besprochenen Annahmen über die das Leuchten der Gase bedingenden Veränderlichen schließen sich nun keineswegs aus. Es erscheint vielmehr denkbar, daß es verschiedene Klassen von Emissionen gibt, oder daß in einzelnen Fällen mehrere der genannten Ursachen zusammenwirken. Wir verzichten darauf, die sich so ergebenden Möglichkeiten zu schildern. Eine Entscheidung zwischen ihnen läßt sich nur fällen, wenn an zahlreichen Beispielen festgestellt wird, wie der tatsächliche Verlauf der vorstehend definierten abhängigen und unabhängigen veränderlichen Größen ist, und ob man den Verlauf der ersteren befriedigend mit Hilfe irgend einer der letzteren darstellen kann. Wir werden in einer weiteren Mitteilung zunächst über derartige Versuche berichten, die dahin zu deuten scheinen, daß die Verhältnisse insofern kompliziert liegen, als sich für verschiedene Spektra verschiedene Variable ergeben.

---

1. H. Kayser, Handbuch der Spektroskopie, Bd. II, S. 313—315, 1902.
2. Greenwich Observations 1876, Spectroscopic observ. S. 78—122.
3. G. G. Stokes, Proc. Roy. Soc. 24, 352, 1876.
4. H. W. Vogel, Berl. Ber. 1879, S. 586-604.
5. A. Schuster, Rep. Brit. Ass. 1880, S. 296.
6. B. Nebel, Rep. phys. Techn. 21, 671—682, 1885.
7. H. Lagarde, Ann. chim. et phys. (6) 4, 248-370, 1885.
8. E. Wiedemann, Ann. chim. et phys. (6) 7, 143—144, 1886.
8a. F. Paschen, Wiedem. Ann. 51, 1—39, 1894. Vgl. auch Kaysers Handbuch, Bd. II, S. 47—57, 1902.

9. E. S. Ferry, Phys. Rev. **7**, 1—9, 1898.
10. E. A. Simonson, Diss. Kiel 1892.
11. K. Ångström, Wiedem. Ann. **48**, 493—530, 1893.
12. K. Ångström, Nov. Act. Soc. Upsal. (3) **8**, 1—45, 1895.
13. E. S. Ferry, Phys. Rev. **7**, 296—306, 1898.
14. A. Kalähne, Wiedem. Ann. **65**, 815—845, 1898.
15. P. Lewis, Wiedem. Ann. **69**, 398—425, 1899.
16. K. Langenbach, Diss. Bonn 1902. Ann. d. Phys. (4) **10**, 789—815, 1903.
17. G. Berndt, Ann. d. Phys. (4) **12**, 1101—1114, 1903.
18. H. Kayser, Boltzmann-Festschr., S. 38—44, 1904.
19. E. Wätzmann, Diss. Halle 1904. Ann. d. Phys. (4) **14**, 772—790, 1904.
20. E. Ladenburg, Phys. ZS. **5**, 525—528, 556, 1904.
21. P. Vaillant, C. R. **142**, 81—82, 1906.
22. R. Küch und T. Retschinsky, Ann. d. Phys. (4) **20**, 563—584, 1906.
23. A. Pflüger, Ann. d. Phys. (4) **24**, 515—526, 1907.
24. H. Geiger, Ann. d. Phys. (4) **22**, 974—1007, 1907.
25. R. Küch und T. Retschinsky, Ann. d. Phys. (4) **22**, 595—602, 852—866, 1907.
26. A. Pflüger, Ann. d. Phys. (4) **26**, 789—805, 1908.
27. W. Berglund, Diss. Upsala 1909.
28. A. Zehden, Diss. Rostock 1909.
29. M. Rosenmüller, Diss. Rostock 1909. Ann. d. Phys. (4) **29**, 355—397, 1909.
30. J. S. Nutting und O. Tugman, Nature **81**, 189, 1909.
31. Kayser, Handbuch der Spektroskopie, Bd. I, S. 140 ff.; II, S. 55. 166. Man findet hier die Literatur bis zum Jahre 1902 vollständig.
32. C. Féry, Electrochimie **8**, 152—153, 1902.
33. C. Féry, C. R. **137**, 909—912, 1903.
34. Stscheglayew, Ann. d. Phys. (4) **12**, 579—590, 1903.
35. F. Kurlbaum u. G. Schulze, Verh. d. D. Phys. Ges. **8**, 239—247, 1906.
36. E. Bauer, C. R. **147**, 1397, 1908; **148**, 908, 1756—1759, 1909.
37. H. Schmidt, Verh. d. D. Phys. Ges. **10**, 87—102, 1909. Ann. d. Phys. (4) **29**, 971—1028, 1909.
38. Kayser, Handbuch der Spektroskopie, Bd. II, S. 184. Literatur bis 1902.
39. R. W. Wood, Phys. ZS. **7**, 926—927, 1906.
40. R. Ladenburg, Verh. d. D. Phys. Ges. **10**, 560—561, 1909.
41. R. Ladenburg, Phys. ZS. **10**, 497—499, 1909.
42. R. Ladenburg, Habilitationsschrift, Breslau 1909.

Studien zur Emission der Gase.
II. Über Spektralröhren für Gleichstrombetrieb;

von H. Konen und W. Jungjohann.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 4. Februar 1910.)
(Vgl. weiter unten.)

---

§ 9. Schon oft ist es als wünschenswert bezeichnet worden, an Stelle der gewöhnlichen Spektralröhren solche für Gleichstrombetrieb zu verwenden. So groß auch die Vorzüge der mit einem Induktorium betriebenen GEISSLERschen Röhren infolge ihrer bequemen Verwendung und ihrer Brauchbarkeit beim Nachweis geringer Gasmengen sein mögen, so versagen sie doch, wenn es sich um quantitative Untersuchungen, etwa Energiemessungen in Gasspektren, oder um Erreichung möglichst großer Helligkeiten handelt. Im ersten Falle sind nicht nur die mittleren Intensitäten, selbst bei Verwendung von elektrischen Schwingungen mit großer Maximalstromstärke, verhältnismäßig klein, sondern die komplizierten, von Apparat zu Apparat in schwer kontrollierbarer Weise sich ändernden elektrischen Bedingungen der Entladung schließen im allgemeinen eine Trennung der verschiedenen Bestandteile der Gasspektra und eine Feststellung der Bedingungen ihres Auftretens aus. Wer ferner mit großer auflösender Kraft, beispielsweise mit großen ROWLANDschen Gittern, Spektra von Geißlerröhren untersucht hat, wird den Wunsch empfunden haben, die Intensität seiner Lichtquelle zu erhöhen. Man kann sogar behaupten, daß die vielfach unzureichende Kenntnis zahlreicher Gasspektra, zumal jenseits der Grenzen des sichtbaren Spektrums, zum großen Teil auf die relative Lichtschwäche der Spektralröhren zurückzuführen ist.

§ 10. Es liegt nahe, statt des Induktoriums Gleichstrom zu verwenden. Geschieht dies, so erhält man genau kontrollierbare elektrische Bedingungen, und die einzelnen Teile der Strombahn heben sich deutlich und stetig voneinander ab.

Dennoch kann man nicht sagen, daß die älteren Versuche mit Gleichströmen den erwarteten Erfolg gehabt hätten. Infolge

des in den meisten Gasen, zumal bei höheren Drucken, sehr beträchtlichen Kathodenfalls ist es erforderlich, zum Betrieb der Gleichstromröhren Hochspannungsbatterien zu verwenden. Besitzen diese indes die übliche, durch Rücksicht auf die Kosten, den Raum und die Instandhaltung bedingte Form, so kann man ihnen nur wenige Milliampere entnehmen. Gleichstromdynamos von entsprechender Leistungsfähigkeit sind aber nicht nur sehr kostspielig, sondern auch recht diffizil und können wohl schwerlich als Mittel zur gewöhnlichen Laboratoriumspraxis in Frage kommen.

Allein, auch wenn eine Stromquelle von der genügenden Spannung und Kapazität zur Verfügung steht, so wird doch die an der Kathode bei höheren Stromstärken geleistete Arbeit so groß, daß besondere Vorkehrungen getroffen werden müssen, um Röhre und Elektrode vor dem Schmelzen zu bewahren.

Soviel wir sehen, liegen daher auch nur wenige Versuche in dieser Richtung vor. Die ausgezeichneten und bemerkenswerten Erfolge, die Paschen[1]) mit Quarzröhren mit Gleichstrombetrieb unter Benutzung einer Batterie von ausnahmsweise großer Kapazität und Elementenzahl erreicht hat, sind publiziert worden, als wir den größten Teil unserer Versuche bereits angestellt hatten, so daß wir unabhängig von Paschen einen ähnlichen Weg gegangen sind.

§ 11. Die Eigenschaften der Wehneltschen Kathoden legen es nahe, durch Verwendung von glühenden, mit Oxyden überzogenen Metallblechen als Kathoden die Unbequemlichkeiten der Hochspannungsbatterien zu vermeiden. In der Tat haben neben Wehnelt selbst eine Reihe anderer Beobachter, wie Wiedemann, Geiger, Janicki und andere derartige Röhren verwendet, die sogar von verschiedenen Seiten in den Handel gebracht worden sind. Dabei haben die einen die Gasentladung als Lichtquelle verwendet, die anderen den bogenähnlichen Entladungsvorgang an der Anode, der eintritt infolge des Anodenfalls, wenn man durch Verkleinern der Anode die Stromdichte an derselben genügend steigert. Man erhält alsdann einen Vorgang, der dem von Hagenbach[2]) kürzlich beschriebenen Bogen unter vermin-

---

[1]) F. Paschen, Ann. d. Phys. (4) **27**, 537, 570, 1908.

[2]) A. Hagenbach, Phys. ZS. **10**, 649—657, 1909.

dertem Druck in den wesentlichen Zügen gleicht. Es ist bei Verwendung WEHNELTscher Kathoden leicht, mit Lichtspannung zu Gasentladungen von mehreren Ampere Stromstärke zu gelangen, wenn man Kathoden von genügender Oberfläche verwendet. Für spektroskopische Zwecke kommt es, was verschiedentlich übersehen worden ist, jedoch nicht auf die Stromstärke, sondern auf die Stromdichte und, da die meisten Gase nur wenig absorbieren, auf die Schichtdicke an. Von diesem Gesichtspunkte aus betrachtet kann man die bisher erreichten Stromdichten nicht eben als groß bezeichnen, da durchweg Röhren von großem Querschnitt benutzt wurden.

Wir selbst haben, zum Teil in Gemeinschaft mit Herrn J. KYLL, eine große Reihe von Versuchen mit Spektralröhren mit Wehneltkathoden angestellt, indem wir deren Form nach den verschiedensten Richtungen hin variiert haben. Wir sind dabei mit dem Durchmesser der Röhre zuletzt bis auf 1 mm heruntergegangen und haben Stromdichten von über 60 Amp./cm² erreicht. Dabei war die Grenze der Stromsteigerung noch keineswegs erreicht. Es war lediglich unmöglich, bei derartigen, starken Bogenentladungen gleichkommenden Stromdichten Glasröhren zu verwenden. Wir haben verschiedene Formen von Röhren benutzt, die in Wassergefäße eingeschlossen waren, fanden es jedoch unmöglich, in Glasröhren längere Zeit Ströme von der genannten Größe zu verwenden. Die Erfahrungen mit diesen Röhren, an denen zugleich spektrale Intensitätsmessungen in Emission und Absorption ausgeführt wurden, werden an anderer Stelle ausführlich beschrieben werden.

§ 12. Trotz mancher guten Erfolge haben wir schließlich die beschriebenen Röhren mit Wehneltkathoden wieder verlassen. Die Notwendigkeit, einen besonderen Strom zur Heizung der Kathode zu benutzen, der dazu bei größerer Oberfläche der Kathode um 10 Amp. herum betragen muß, somit viel Wärme produziert, bedingt eine ziemlich große Dimensionierung der Röhre, die mit ihrem Kühlgefäß unhandlich wird. Dazu ist es bei aller Vorsicht kaum zu vermeiden, daß bei derartig starken Strömen, wie wir sie verwendeten, das Kathodenblech hin und wieder durchbrennt. Die hiermit verbundenen Nachteile lassen sich nur unvollkommen durch vorherige Anlage mehrerer Reserveglühkathoden vermeiden.

Vor allem aber halten die Glasgefäße nicht die nötige Stromdichte aus. Da man wegen der Glühkathode, die nebst den zu ihrer Erneuerung erforderlichen Ansatzstücken der Röhre nicht unter eine gewisse Grenze verkleinert werden kann, der Röhre ziemliche Dimensionen geben muß, so verbietet sich die Verwendung von Quarzgefäßen schon wegen technischer Schwierigkeiten und den für mäßig dotierte Institute unerschwinglichen Kosten.

§ 13. Wir haben nun gefunden, daß sich durch eine einfache Modifikation der genannten Röhren eine für viele Zwecke äußerst brauchbare Form von Spektralröhren ergibt, die etwa in der Mitte zwischen einer für Hochspannung berechneten und einer WEHNELTschen Röhre steht. Man kann nämlich auf den Heizstrom der Glühkathode gänzlich verzichten. In vielen Gasen genügt bis zu Drucken von 10 mm hinauf ein Induktionsstoß eines kleinen Induktoriums oder auch nur das Annähern einer geriebenen Hartgummi-, Glas oder Siegellackstange an eine mit passender Kathode versehene Röhre, um eine Entladung einzuleiten, wenn nur die zur Verfügung stehende Spannung etwa 800 Volt[1]) beträgt. Es genügt dazu, an der Kathode ein kleines Stück, etwa 0,25 cm² Platinblech von etwa 0,01 mm Dicke anzubringen, das vorher durch Eintauchen in eine wässerige Lösung von Calciumnitrat + Baryumnitrat und Glühen in einem Bunsenbrenner mit einer dünnen Schicht der Oxyde überzogen ist. Je dünner der Überzug ist, desto vorteilhafter arbeitet die Röhre; auch kann das Platinblech noch viel kleinere Abmessungen besitzen. Nähert man einer derartigen Röhre z. B. einen geriebenen Hartgummistab, so bemerkt man bei angelegtem Potential eine leuchtende Vorentladung (Glimmentladung), der das Einsetzen der Bogenentladung mit einem gewissen Zwischenraum, meist unmittelbar, folgt. Die Bogenentladung ist dadurch charakterisiert, daß ein Punkt des Platinbleches durch die Entladung selbst zum Glühen erhitzt wird. Dadurch wird der Kathodenfall auf wenige Volt herabgesetzt und die Klemmenspannung der Röhre sinkt unter Umständen bis auf 100 Volt und weniger. Der Energieverbrauch beschränkt sich im wesentlichen auf die positive Säule und den Anodenfall, so daß

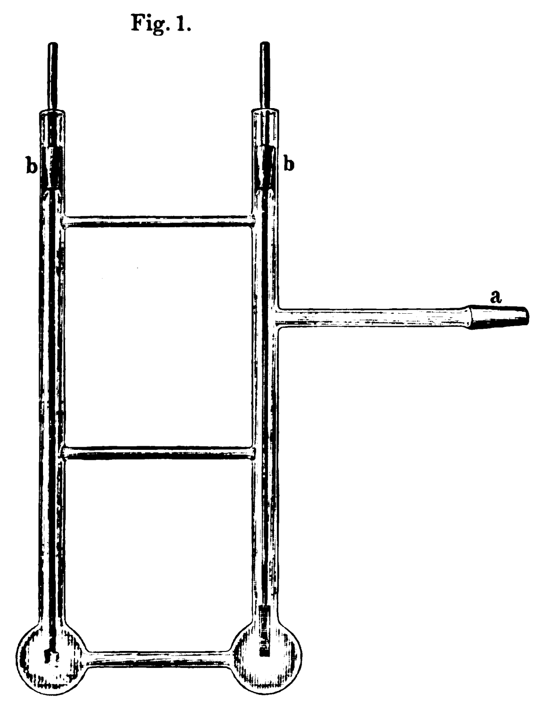
---

[1]) Für die spezielle, beschriebene Form; bei weiten Röhren genügen 400 Volt und weniger.

sich, wie beim Bogen, die Anode am stärksten erhitzt. Das negative Glimmlicht fehlt.

§ 14. Nach zahlreichen Vorversuchen haben wir die folgende Form der Röhre gewählt (Fig. 1). Sie ist von der Firma HERAEUS aus Quarzglas hergestellt und kann bei *a* mittels eines Glasschliffes mit der Pumpe verbunden werden. Die Länge der Schenkel *b b* beträgt etwa 22 cm. Die Kugeln haben einen Durch-

Fig. 1.



messer von rund 3 cm. Die Kapillare ist innen etwa 2 mm weit und 66 mm lang. Sie kann sowohl enger, wie auch länger gewählt werden. Wir haben dies vermieden, um die Röhren auch zu Absorptionsversuchen benutzen zu können. Bei *b* sind Nickelstahlelektroden mit Konus eingeschliffen, die durch Aufgießen eines Tropfens Quecksilber gedichtet werden. Die Elektroden sind aus Stahldraht von etwa 2 mm Durchmesser gefertigt und tragen an ihrem unteren Ende ein einige Centimeter langes dickeres Stück befestigt, das im Bedarfsfalle durch Aluminium-

zylinder ersetzt werden kann [1]). Das zur Kathode bestimmte Ende trägt einen Schlitz, in den ein Stückchen Platinblech von der beschriebenen Beschaffenheit eingeklemmt wird.

§ 15. Als Stromquelle verwendeten wir eine Akkumulatorenbatterie von 420 Elementen, die in Serie maximal 1,2 Amp., für kurze Zeit 1,5 Amp. lieferte und aus den Mitteln der Hittorfstiftung beschafft worden ist. In der Hoffnung auf eine dermaleinstige Vergrößerung haben wir sie sehr sorgfältig aufgestellt und durch Paraffin und dicke Glasplatten isoliert. Die Säure ist in der üblichen Weise mit Paraffinöl übergossen; ferner sind die zur Batterie führenden Leitungen auf Paraffinklötzen montiert. Bei verhältnismäßig sehr geringen Anschaffungskosten hat diese Batterie sich seit mehreren Jahren aufs beste bewährt und ohne jede Störung gearbeitet. Wir haben sie teils als Ganzes, teils mit der Netzspannung von 440 Volt in Serie, teils in parallelgeschalteten Gruppen von Elementen benutzt. Als Widerstände verwendeten wir Widerstandsbänder der Firma SCHNIEWINDT in Neuenrade, die neben großer Billigkeit den Vorzug bequemer Montage, geringer Selbstinduktion und hoher Tragfähigkeit besitzen. Die Klemmenspannung der Röhren wurde mit einem geeichten Elektroskop gemessen, da die Zündung der Röhren bei nicht stromfreien Meßinstrumenten Schwierigkeiten bereitete.

§ 16. Die Charakteristik der Röhren gleicht im ganzen der Charakteristik der Wehneltröhren. Bei bestimmten von Gas zu Gas wechselnden Drucken setzt die Entladung auch bei 840 Volt von selbst ein. Anderenfalls genügt, wie bereits erwähnt, die Annäherung eines geriebenen Hartgummistabes. Die Wirkung desselben äußert sich vorzugsweise an der Anode. Vielfach genügte es auch, die Röhre durch Berühren oder besser durch Bestreichen mit einer Flamme abzuleiten. Dies erwies sich manchmal als notwendig, wenn die Röhre längere Zeit gebrannt hatte, bevor man die Entladung durch elektrostatische Wirkung einleiten konnte. Neben der ableitenden Wirkung einer Flamme besteht auch eine Wirkung der Wärme. Auch wenn man die Röhre mittels einer Bunsenflamme zu schwacher Rotglut erhitzt, tritt eine Herabsetzung des Entladungspotentials ein. Da man bei

[1]) Je nach Bedarf können natürlich auch andere Metalle gewählt werden.

diesen Versuchen eine intensive blaugrüne Phosphoreszenz des Quarzgefäßes unter dem Einfluß der ultravioletten Strahlung der Bunsenflamme beobachtet (der innere Kegel ist besonders wirksam), so liegt es nahe, eine Wirkung des ultravioletten Lichtes anzunehmen. Diese Annahme trifft indes nicht zu, wie man sich durch Kontrollversuche mit Hilfe einer Bogenlampe und des durch eine Quarzlinse konzentrierten Lichtes einer Funkenstrecke überzeugen kann.

Ebensowenig zeigte die Strahlung von in die Nähe gebrachtem Radiumbromid eine herabsetzende Wirkung. Doch hatte bei unseren Versuchen die Strahlung zuerst 0,5 mm Glas und dann das Quarzglas zu durchdringen; möglicherweise ist das negative Resultat hierauf zurückzuführen. Die Annäherung eines Magnetfeldes erwies sich gleichfalls als unwirksam. Doch sind wir noch mit genaueren Versuchen über diesen Punkt beschäftigt. Endlich genügt es auch, wie bereits erwähnt, zur Einleitung der Entladung einen Induktionsstoß eines kleinen Induktoriums durch die Röhre gehen zu lassen. Dazu wird ein Pol mit der entfernteren Elektrode, der andere mit einem Platindraht verbunden, den man in das Glasstück einsetzt, das die Röhre mit der Pumpe verbindet.

§ 17. Mit Hilfe der genannten Mittel gelingt es unschwer, bei Drucken von rund 0,5 bis 10 mm, also gerade in dem für die meisten spektroskopischen Zwecke in Frage kommenden Druckgebiete Entladungen einzuleiten. Die Grenzzahlen wechseln mit dem benutzten Gase und mit der Röhre. Will man zu höheren Drucken übergehen, so empfiehlt es sich, zuerst die Entladung bei niedrigerem Drucke einzuleiten und dann während des Durchganges des Stromes Gas zuzulassen. Evakuiert man unter eine bestimmte Grenze, so tritt zunächst die Glimmentladung ein, die Stromstärke geht herunter und zuletzt erlischt die selbständige Strömung. Innerhalb des genannten Druckintervalls läßt sich die Stromstärke jedoch in einfachster Weise regulieren und bleibt bis auf Bruchteile eines Prozentes konstant. Geht man bei Röhren von der beschriebenen Größe mit der Stromstärke erheblich unter 50 Milliampere herunter, so setzt leicht die Glimmentladung ein, indem die verhältnismäßig geringe Wärmemenge, die an der Kathode produziert wird, durch Wärmeleitung abgeleitet wird und



der Rest nicht mehr genügt, um die zur Beseitigung des Kathodenfalles nötige Temperatursteigerung hervorzubringen. Unter gewissen Umständen beobachtet man alsdann einen periodischen Wechsel zwischen Bogen- und Glimmentladung. Nachdem die Glimmentladung einige Zeit gedauert hat, steigt infolge des erhöhten Kathodenfalles die Temperatur der ganzen Kathode und die Temperatur des Platinbleches überschreitet die zur Erreichung der Bogenentladung notwendige Grenze. Sobald dies geschehen ist und die Bogenentladung beginnt, sinkt die an der Kathode geleistete Arbeit, das Glimmlicht setzt wieder ein und der Vorgang wiederholt sich.

Man kann die Glimmlichtentladung vermeiden, wenn man das Oxydblech genügend verkleinert, aus dünnerem Blech herstellt und mittels eines dünnen Drahtes mit der Stahlkathode verbindet. Mit steigender Stromstärke nimmt der Durchmesser der an der Kathode glühenden Stelle zu. Man bemerkt jedoch erst bei Strömen von etwa 0,7 Amp. aufwärts Zeichen einer stärkeren Verdampfung der die Kathode bedeckenden Oxyde. Es bildet sich dann eine unmittelbar der Kathode aufsitzende Aureole von rotgelber Farbe, die neben einigen Linien des Calciums und Baryums die Oxydbanden der beiden Metalle zeigt. Diese Bemerkung stützt sich nur auf okulare Beobachtung. In den Spektren der Kapillare ist im allgemeinen nichts von den Linien der genannten Metalle zu bemerken. Es empfiehlt sich indes, einen Überschuß von Oxyd an der Kathode zu vermeiden. Denn infolge der Verdampfung eines Teiles desselben bildet sich in der Kapillare ein Oxydanflug, der bei Glühhitze das Quarzglas angreift und trübt. Für den normalen Gebrauch der Röhre in Längsdurchsicht ist dies jedoch ohne Bedeutung, da sich die Trübung auf die Kapillare beschränkt und erst nach wochenlangem Gebrauche eintritt, außerdem bei der nötigen Vorsicht ganz vermieden werden kann. Aus dem genannten Grunde empfiehlt es sich ferner, stets von der Seite der Anode her zu beobachten. Bei längerem Gebrauche und bei Verwendung höherer Stromstärken zerstäubt zudem die Kathode und bildet allmählich einen braunen Überzug auf der Innenseite der Röhre, der aus Eisen und Platin besteht. Derselbe ist jedoch leicht mit verdünnter Salpetersäure zu entfernen.

§ 18. Wir haben in den Quarzröhren Ströme bis 1,5 Amp. benutzt. Eine weitere Steigerung verbietet sich durch die zunehmende Erhitzung der Anode, die bereits bei 0,7 Amp. lebhaft glüht. Auch die Kapillare wird bei der genannten Stromstärke bereits zu Gelbglut erhitzt. Trotzdem ist infolge der langen Schenkel der Röhre eine Kühlung der Elektroden überflüssig.

Bei Stromstärken von etwa 0,2 bis 1,5 Amp. bzw. Stromdichten von 6 bis 30 Amp. pro Quadratcentimeter cr. leuchteten die Röhren mit verschiedenen Gasfüllungen mit bogenähnlichem Glanze. In der Nachbarschaft der Röhren tritt eine starke Ozonbildung ein, die bei verschiedenen Gasen verschieden stark ist, besonders stark bei CO-Füllung. Zur Aufnahme einer mit Stickstoff gefüllten Röhre mit Hilfe eines Rowlandschen Konkavgitters von 180 cm Brennweite, geringer Breite der geteilten Fläche und mäßiger Lichtstärke genügte eine Expositionszeit von 1 bis 2 Minuten, um in der ersten und zweiten Ordnung das ganze Spektrum unterhalb $\lambda = 4800$ auf gewöhnlichen Platten zu erhalten. Ein Konkavgitter von 4 m Radius lieferte in der dritten Ordnung das gleiche Spektrum in 10 Minuten. Ähnliche Expositionszeiten ergaben sich für Röhren mit Wasserstoff, Kohlendioxyd, Kohlenoxyd usw. Die genannten Zahlen haben selbstverständlich keinen absoluten Wert, da sie von zu vielen wechselnden Bedingungen abhängen, genügen jedoch, um einen Vergleich mit gewöhnlichen Spektralröhren zu ermöglichen, die, mit einem Induktorium von 40 cm Schlagweite und einem Primärstrom von etwa 8 Amp. betrieben, stundenlange Expositionszeiten erforderten.

§ 19. Die Füllung und Reinigung der Röhren unterscheidet sich nicht von dem gewöhnlich bei Spektralröhren angewendeten Verfahren. Wir verweisen besonders auf die Abhandlung von Paschen und machen nur einige Bemerkungen. An störenden Verunreinigungen der Röhren haben wir besonders Wasserstoff, Wasserdampf, Quecksilber sowie Kohlenstoff und seine Verbindungen bemerkt. Die Linien des Quecksilbers sind, zumal bei photometrischen Messungen, sehr störend. Sie rühren zum Teil von dem aus der Pumpe stammenden Quecksilberdampf her, werden jedoch nur stark, wenn die Dichtungen der Elektroden nicht sorgfältig hergestellt sind. Beim Einsetzen der Elektroden und dem Aufgießen des Quecksilbers ist peinlich darauf zu achten,

*

daß keine Spur des Metalles in die Röhren eindringt. Nur dann läßt sich der Quecksilberdampf der Röhre durch häufigeres Erhitzen, Ausspülen und starkes Evakuieren, eventuell mit Hilfe flüssiger Luft und Kohle unschädlich machen.

Der Wasserstoff stammt aus den Elektroden, die längere Zeit erhebliche Mengen des Gases abgeben. Man erhält alsdann, trotz sorgfältigsten Trocknens, meist gleichzeitig das Spektrum des Wasserdampfes, wohl infolge einer Wasserabgabe der Oxydkathode und teilweiser Reduktion der Oxyde durch den Wasserstoff. Nach einiger Zeit läßt jedoch die Wasserstoffproduktion nach, und mit ihr verschwindet auch das Wasserdampfspektrum. Eine Bestätigung dieser Erklärung des Auftretens der Wasserdampfbanden ergibt sich auch, wenn man die Röhren mit möglichst sorgfältig hergestelltem und getrocknetem Wasserstoff füllt. Man erhält alsdann neben den Linien des Serienspektrums und dem zweiten Wasserstoffspektrum (Vielliniенspektrum) zugleich Linien der stärksten Wasserdampfbande bei 3064. Das Auftreten von Linien des Wasserstoffs kann ferner dadurch herbeigeführt werden, daß man die Röhre mit einer Wasserstoff- oder Kohlenwasserstoffflamme stark erhitzt. Es diffundieren alsdann Kohlenwasserstoffe und Wasserstoff ins Innere der Röhre.

Die Spektra des Kohlenstoffs und seiner Verbindungen rühren zum Teil von Verunreinigungen der Röhren selbst, zum größeren Teil von dem Kohlenstoff der Stahlelektroden her. Bei Stickstofffüllung erhält man daher zunächst das Cyanspektrum, ferner das Kohlenstoffbandenspektrum (Swanspektrum) in mehr oder minder vollständiger Entwickelung, außerdem die Linien des Kohlenstoffs selbst als Verunreinigung. Ist Stickstoff ausgeschlossen, so findet man neben den genannten Spektren vielfach noch die dritte DESLANDRESsche Gruppe der sogenannten Kohlenoxydbanden als Verunreinigung. Alle diese Verunreinigungen sind anfangs störend, verschwinden jedoch bei längerem Stromdurchgang, häufigem Evakuieren, Ausspülen mit Sauerstoff und Ausspülen mit dem Füllgase, so daß man sehr reine Röhren erhalten kann.

§ 20. Die genaue Bestimmung der elektrischen Eigenschaften der beschriebenen Röhren stößt auf erhebliche Schwierigkeiten. Messungen des Potentialgefälles an der Anode und Kathode sowie des Gradienten in der positiven Säule sind bei den von uns be-

nutzten Stromdichten bisher nicht ausgeführt worden und schwierig, da sich Sonden schlecht einführen lassen und abschmelzen. Wenn man die bei den stärksten bisher benutzten Strömen ausgeführten Messungen extrapoliert, so findet man einen Anodenfall von etwa 20 bis 25 Volt unter der Annahme, daß sich auch in dem fraglichen Bereich der Anodenfall nur langsam mit der Stromdichte ändert und die Änderungen mit dem Druck usw. vernachlässigt werden können. Der Kathodenfall kann nach dem an glühenden Oxydkathoden ausgeführten Messungen abgeschätzt werden und ist jedenfalls sehr klein. Man erhält so Näherungswerte für den Potentialgradienten, die zugleich eine Abschätzung des Energieverbrauches pro Volumeinheit ermöglichen. Die so erhaltenen Werte stimmen für ungeschichtete Entladung angenähert mit denjenigen überein, die aus den bisherigen Messungen über die Abhängigkeit des Gradienten in der positiven Säule von Rohrweite, Druck und Stromstärke gefolgert werden können. Mitteilungen über diese Beobachtungen sollen noch folgen. Sie sind hier nur erwähnt, um auf die Möglichkeit einer Abschätzung des Energieverbrauches in den Röhren und auf die Nützlichkeit genauerer Messungen des Anodenfalles hinzuweisen.

Man erhält je nach Stromstärke und Druck geschichtete oder ungeschichtete Entladungen. Daß dieselben kontinuierlich sind geht innerhalb der Genauigkeit der Methode aus Beobachtungen mit Telephon und rotierendem Spiegel hervor, die wir angestellt haben. Die Entladung steht ihrem allgemeinen Charakter nach in der Mitte zwischen einer Glimmentladung und einem Bogen und gleicht in mancher Beziehung dem Bogen bei vermindertem Druck, den Hagenbach beschrieben hat und in den sie sich durch Steigerung der Stromstärke kontinuierlich überführen läßt.

§ 21. Wir haben Röhren der beschriebenen Art zu verschiedenen Zwecken mit Nutzen verwenden können.

Bei der Benutzung als Lichtquelle zur Photographie von Gasspektren zeigte sich, daß besonders Bandenspektra großer Intensität geliefert wurden. An diesen sowie an verschiedenen Linienspektren hat besonders der eine von uns (J.) und Herr Kyll photometrische Messungen über den Zusammenhang von Absorption und Emission mit Druck, Stromstärke und Energieverbrauch ausgeführt, über die baldigst berichtet werden wird, ebenso wie

über die Verwendung zu Versuchen, über die Verteilung der Emission, über die Entladungsbahn u. a. m.

Bei allen diesen Gelegenheiten haben sich die von uns beschriebenen Röhren bewährt. Bedenkt man, daß eine derartige Quarzröhre nicht nur zum Gleichstrombetrieb geeignet ist, sondern auch als Metallvakuumbogenlampe, sowie als gewöhnliche Geißlerröhre in Verbindung mit einem Induktorium benutzt werden kann, ferner daß die Kosten einer Batterie kleiner Akkumulatoren, die eine vorhandene Lichtleitung von 440 Volt auf 840 Volt bringt, oder eines entsprechenden kleinen Generators kaum den Preis eines größeren Induktoriums übersteigen, so wird man zugeben, daß die beschriebene Art von Röhren geeignet ist, in vielen Fällen die üblichen Vakuumröhren zu ersetzen.

Münster, Physikalisches Institut der Universität.

Verhandlungen

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

12. Jahrg. **28. Februar 1910.** **Nr. 4.**

Sitzung vom 4. Februar 1910.

Vorsitzender: Hr. H. RUBENS.

Hr. E. **Huth** berichtet
über einige Apparate zur Erzeugung und zum Nachweis schneller elektrischer Schwingungen.

Ferner trägt Hr. F. **Breisig** vor über die
absolute Bestimmung der Dämpfung von Fernsprechleitungen durch Sprechversuche.

Zur Veröffentlichung in den „Verhandlungen“ der Gesellschaft sind folgende Mitteilungen eingegangen:

von Hrn. **H. Konen und W. Jungjohann:** Studien zur Emission der Gase:

I. Über Intensitäts- und Energiemessungen,

II. Über Spektralröhren für Gleichstrombetrieb;

von Hrn. **Eilhard Wiedemann:** Über die Erfindung der Camera obscura;

von Hrn. **H. Baerwald:** Über die Absorption von Kathodenstrahlen in Gasen.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Prof. Dr. H. Pflaum, Vorstand des Physikalischen Kabinetts des Polytechnikums Riga, Gertrudstraße 27.

Hr. Prof. Dr. S. Valentiner, Hannover, An der Christuskirche 23.

(Beide vorgeschlagen durch Hrn. Karl Scheel.)

Hr. Prof. Dr. Leopold Kann, Berlin SW. 61, Tempelhoferufer 19.

Hr. Dr. Hans Sonvico, Charlottenburg 2, Hardenbergstraße 42.

(Beide vorgeschlagen durch Hrn. G. Gehlhoff.)

Hr. Dr. S. Hilpert, Grunewald, Humboldtstraße 41.

Hr. Dr. F. Weigert, Berlin W. 15, Bayrischestraße 39.

(Beide vorgeschlagen durch Hrn. O. Hahn.)

Über die Absorption von Kathodenstrahlen in Gasen; von H. Baerwald.

(Vorläufige Mitteilung.)

(Vorgelegt in der Sitzung vom 4. Februar 1910.)

(Vgl. oben S. 158.)

---

1. Die ersten Messungen über die Absorption von Kathodenstrahlen in Körpern, deren Dichte von der des Wasserstoffs bis zu der des Goldes variiert, hatten Herrn LENARD[1]) zur Aufstellung des Massenproportionalitätsgesetzes geführt. Die angewandte Methode war eine optische und gründete sich auf die Anwendung des Phosphoreszenzschirms. Es bedeutete eine Verfeinerung der Messung, als Herr BECKER[2]) die Untersuchungen unter Benutzung des Elektrometers wiederholte. Die Resultate beider Arbeiten stimmen im wesentlichen überein; die Absorptionskoeffizienten haben, auf Luft als Einheit bezogen, in beiden Fällen ziemlich den gleichen Wert, rechtfertigen also die aus ihnen gezogenen Folgerungen. Die Absolutwerte der Koeffizienten stehen dagegen etwa im Verhältnis 1:2, was sich daraus erklärt, daß es sich bei den ersten Messungen um einen Vergleich aller Körper mit Luft handelte, der Wert für Luft aber mittels der optischen Methode wohl zu groß gefunden war.

Das Verfahren der vorliegenden, nur an Gasen durchgeführten Messungen ist kein relatives, sondern ermöglicht, wie es auch bei der von Herrn BECKER angewandten Methode der Fall ist, die gesonderte Bestimmung des Absorptionskoeffizienten jedes einzelnen Gases für sich. Während aber dort die direkt aufgefangene negative Elektrizität es ist, welche zur Grundlage der Messung dient, ist es hier die von den Kathodenstrahlen in Luft von Atmosphärendruck ausgelöste Sekundärstrahlung. Dies Prinzip hat schon früher anderen Untersuchungen zugrunde gelegen, hier war es willkommen für eine Entscheidung zwischen den Resultaten der oben genannten beiden Arbeiten. Die Ergebnisse zeigen

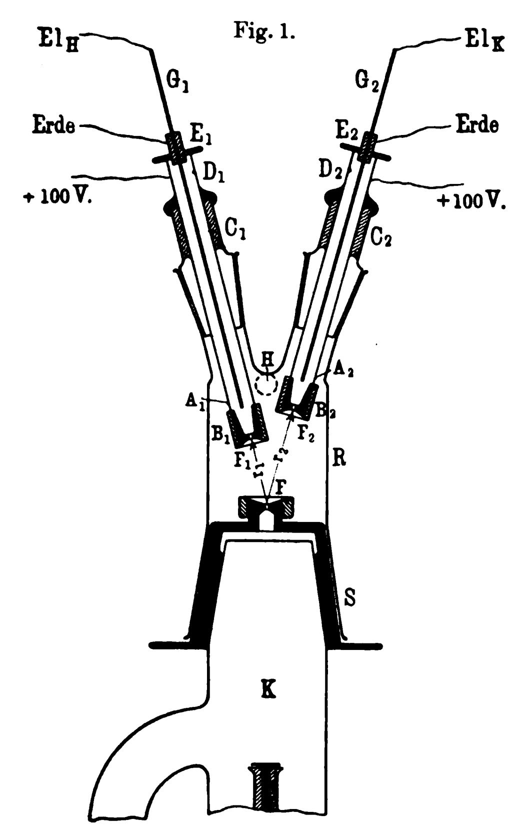
---

[1]) P. LENARD, Wied. Ann. **56**, 255, 1895.
[2]) A. BECKER, Ann. d. Phys. (4) **17**, 381, 1905.

die weitgehendste Übereinstimmung mit denjenigen des Herrn Becker und bilden dadurch zugleich eine erneute Bestätigung des den Messungen zugrunde liegenden Satzes von der Proportionalität zwischen der Intensität der Primär- und Sekundärstrahlung [1]).

2. Fig. 1 läßt die Konstruktion des benutzten Apparates erkennen. Aus dem Kathodenrohr K treten die Strahlen durch

Fig. 1.



das Fenster F der Verschlußkappe S in das zur Aufnahme der Gase bestimmte Beobachtungsrohr R, legen bis zu den Sonden A_1 und A_2 die Strecken r_1 und r_2 zurück, um dann durch die Sondenfenster F_1 und F_2 zu treten und in der, in ihrem Inneren

[1]) J. C. Mc Lennan, ZS. f. phys. Chem. 37, 513, 1901.

befindlichen, mit der Atmosphäre kommunizierenden Luftmasse Sekundärstrahlung zu erregen.

Das Aluminiumfenster F, 1,5 mm im Durchmesser, ist durch Verschraubung gedichtet, das Beobachtungsrohr R mittels Schliffs auf die Kappe S aufgepaßt. Die beiden Sonden sind zu F als Mittelpunkt radial und zur Mittellinie der ganzen Versuchsanordnung im Winkel von etwa 15° gestellt. Die 9 bzw. 10 cm langen Messingröhren von 8 mm Durchmesser sind mit Gewindeverschlußköpfen B_1 und B_2 versehen, die ebenfalls 1,5 mm im Durchmesser messenden Fenster werden bei ihnen gegen inneren Überdruck gedichtet. Um Strahlungsverlust möglichst zu vermeiden, sind sowohl bei den Verschlüssen der Sonden wie des Vakuumrohrs die Überwurfmuttern in flachem, weit sich öffnendem Trichter ausgedreht. Mittels Siegellack und Piceïn sind die Sonden luftdicht in die Schliffstücke c_1 und c_2 eingekittet, ihre Abstände r_1 und r_2 also damit fest bestimmt; bei D_1 und D_2 sind kleine Löcher zur Kommunikation des Innern mit der Atmosphäre angebracht. Die Stäbchen G_1 und G_2 sind in den Deckeln E_1 und E_2 mit Siegellack befestigt und diese ebenfalls mit Siegellack auf die Röhren aufgesetzt. H bezeichnet einen Ansatz, welcher einmal zum Barometerrohr, zweitens zum Gasometer bzw. der Luftpumpe führt.

An A_1 und A_2 werden + 100 Volt gelegt. Sie genügen, um die Gesamtmenge der durch die Sekundärstrahlung gebildeten Elektrizitätsträger eines Vorzeichens an die Stäbe zu treiben, die, jeder für sich, mit einem THOMSONschen Quadrantelektrometer verbunden sind. Die Deckel E_1 und E_2 sind geerdet und verhüten ein Überkriechen der Ladung von den Röhrenmänteln zu den Stäben. Die positive Spannung wählen wir deshalb, um von den durch Anlagerung der primären Strahlteilchen an Luftmoleküle entstehenden negativen Trägern unabhängig zu sein.

3. Setzen wir eine punktförmige Quelle voraus, so gilt für die Abnahme der Intensität einer auf der Strecke r der Absorption unterworfenen Strahlung das Gesetz:

$$J = \frac{J_0 . e^{-ar}}{r^2}, \qquad \text{a)}$$

worin J_0 die Anfangsintensität, J diejenige am Ende der Strecke r bezeichnet. Schreiben wir die Gleichung a) sowohl für die vordere

Sonde, als auch für die Hintersonde, d. h. für die Strecken r_1 und r_2 an und dividieren beide durcheinander, so erhalten wir:

$$\frac{J_1}{J_2} = Q = C \cdot e^{a(r_2 - r_1)} \qquad \text{b)}$$

Die Größe C enthält den Quotienten der beiden Entfernungsquadrate, wie denjenigen der beiden Sondenkonstanten. a ist der Absorptionskoeffizient des Gases beim Drucke p mm Hg, also gleich $a_0 . p$, wenn a_0 den Absorptionskoeffizienten beim Drucke 1 mm Hg bezeichnet. Wir haben in der Größe J_2 eine Kontrolle für J_1 und in der Hintersonde ein Mittel, die Angaben der Vorder- und Hauptsonde auf ein und dieselbe Anfangsintensität J_0 zu reduzieren, deren Schwankungen das Experiment nicht vermeiden kann. Eine Messung von Q bei zwei Druckhöhen p und p' setzt uns in den Stand, den Absorptionskoeffizienten a_0 aus der Gleichung

$$a_0 = \frac{\lg Q_p - \lg Q_{p'}}{\lg e \cdot (r_2 - r_1)(p - p')} \qquad (p' < p) \qquad \text{c)}$$

zu berechnen, wenn r_1 und r_2, p und p' bekannt sind.

4. Das Haupterfordernis bei diesen Messungen war die Erzeugung von Kathodenstrahlen möglichst konstanter Geschwindigkeit. Dafür, daß das Induktorium bei den von Herrn LENARD ausprobierten Erzeugungsbedingungen Strahlen weitgehendster Homogenität zu liefern vermag, hat Herr BECKER a. a. O. den Nachweis erbracht. Durch eigene Versuche habe ich mich überzeugt, daß die erreichte Homogenität vollkommen den Anforderungen der Messungen genügt, und das Induktorium der Influenzmaschine vorgezogen. Dem Kathodenrohr wurde eine Funkenstrecke von 3,0 cm zwischen Messingkugeln von 1 cm Durchmesser parallel geschaltet und das Vakuum durch dauerndes Regulieren während der Beobachtungen auf einer solchen Höhe gehalten, daß die Entladungen teils die Funkenstrecke, teils das Rohr passierten. Durch diese Angaben ist die Geschwindigkeit der angewandten Kathodenstrahlen, für welche die vorliegenden Absorptionsmessungen gelten, genügend definiert.

Die Stellung der Sonden im Beobachtungsrohr ist für die Resultate nicht ohne Belang. Der ideale Fall wäre der, daß jede Sonde für sich allein in der Mittellinie des Strahlungsfeldes



stünde und nicht Rücksicht zu nehmen brauchte auf die andere. In unserer Versuchsanordnung sind beide Sonden in demselben Beobachtungsraum untergebracht; hier können wegen der Diffusion der Kathodenstrahlen gewisse Störungen eintreten, welche die Angaben der Sonden fälschen. Solche Fälschungen könnten ihren Grund in der unsymmetrischen Anordnung der Sonden in dem in der Nähe des Fensters F diskontinuierlichen Strahlungsfelde oder in einer gegenseitigen Beeinflussung der Sonden selbst haben.

Die Versuche haben auch wirklich das Bestehen solcher Fehlerquellen ergeben. Formel c) ließ erwarten, daß die Funktion $\lg Q = f(p)$ eine Gerade sein werde, wie denn auch in Nr. 3 gesagt wurde, daß der Absorptionskoeffizient a_0 sich schon aus zwei, bei verschiedenen Gasdrucken p aufgenommenen Werten von Q berechnen lasse. Das tatsächliche Bild des Verlaufs der Funktion ist das in Fig. 2 gebotene. Hier sind für fünf Gase, Wasserstoff, Kohlenoxyd, Sauerstoff, Stickstoffoxydul und schweflige Säure, die $\lg Q$ für mehrere Drucke als Funktion von p aufgetragen. Der Verlauf ist in allen Fällen ein im großen und ganzen linearer. Abweichungen lassen sich einmal in der Nähe von $p = 0$, andererseits bei solchen Druckhöhen erkennen, die je nach der Gasdichte bei 200 bis 500 mm Hg beginnen.

Daß die Quelle dieser Abweichungen in Unvollkommenheiten der Meßanordnung, wie wir sie eben besprochen, zu suchen sei, zeigten Versuche, die ich mit Luft bei verschiedenen Sondenstellungen ausführte. Die Abweichungen von der Geraden ließen sich durch Variation der Sondenstellungen beeinflussen, die Lage des geraden Stückes dagegen ergab, wenn nur dieses zugrunde gelegt wurde, stets denselben Absorptionskoeffizienten.

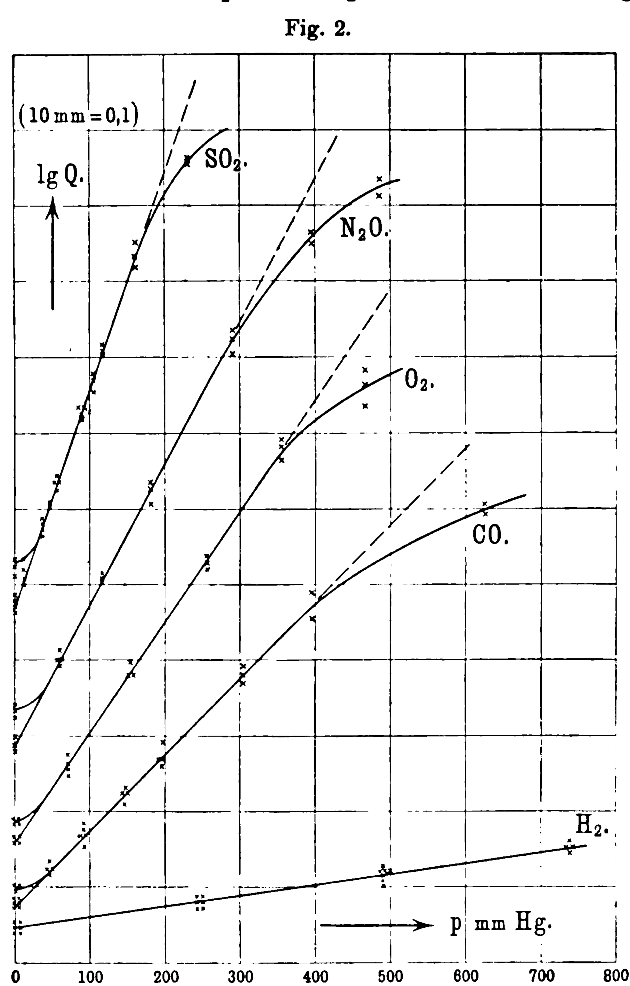
Die Luftversuche zeigten somit, daß, wenn man dem schädlichen Einfluß der Diffusion auch vielleicht in wirksamerer Weise begegnen könnte, als es bei den vorliegenden Messungen geschah, doch einwandfreie Resultate sich erhalten lassen, wenn man a_0 nicht kritiklos aus zwei Werten von $\lg Q$ berechnet, sondern sich an diejenigen hält, welche der Bedingung der Linearität genügen.

In der Figur ist die Bezeichnung der Ordinaten, die ohne Belang ist, da es nur auf den Kurvenlauf als solchen ankommt, fortgelassen und nur gesagt, daß 10 mm die Größe 0,1 des Loga-



rithmus bedeuten sollen. Die Neigung der Geraden ist der Gasdichte proportional, wie es dem Gesetz der Massenproportionalität der Kathodenstrahlabsorption entspricht, während die geraden

Fig. 2.



Linien selbst die Richtigkeit des Mc Lennanschen Satzes aufs neue veranschaulichen und beweisen.

5. Die Messungen an den verschiedenen Gasen, deren Resultate wir im folgenden zusammenstellen, wurden bei ein und der-

selben Sondenstellung durchgeführt. Die oben erwähnten Variationen bei den Luftversuchen, deren eine auch für Kohlensäure gilt, fügen wir bei und geben am Kopf der betreffenden Tabellen die Entfernungen als r_1 und r_2 (mit Kathetometer gemessen) an. In den Tabellen bedeutet p den Gasdruck im Beobachtungsrohr R in Millimetern Hg, Q den Quotienten aus Vordersonden- und Hintersondenintensität, und zwar das Mittel aus fünf bis zehn Beobachtungen, lg Q den entsprechenden BRIGGschen Logarithmus, a_0 den Absorptionskoeffizienten für $p = 1$ mm Hg. Dieser ist jeweils aus der Differenz des zu ihm gehörigen lg Q mit demjenigen berechnet, der dem niedrigsten in der Tabelle angegebenen Drucke entspricht. Sämtliche a_0 einer Reihe faßt a_0^m zum Mittel zusammen. Die zu den Kurven der Fig. 2 gehörigen Tabellen sind mit einem entsprechenden Hinweis versehen.

Um der Reinheit der Füllung sicher zu sein, geschah die Herstellung und Einleitung der Gase mit großer Vorsicht. Erst eine halbe Stunde nach Einsetzen der Entwickelung wurde mit der Spülung des Apparates begonnen, diese durch wechselseitiges Füllen und Leerpumpen je sechsmal wiederholt und dann erst das betreffende Gas endgültig in das Beobachtungsrohr und das Gasometer eingelassen. Zum Trocknen kam Schwefelsäure und Phosphorpentoxyd zur Verwendung.

6. Luft. Tabelle 1.

I. $r_1 = 1{,}86$ cm $r_2 = 2{,}86$ cm $r_2 - r_1 = 1{,}00$ cm				II. $r_1 = 1{,}86$ cm $r_2 = 2{,}86$ cm $r_2 - r_1 = 1{,}00$ cm				III. $r_1 = 2{,}53$ cm $r_2 = 2{,}86$ cm $r_2 - r_1 = 0{,}33$ cm			
p	Q	lg Q	a_0	p	Q	lg Q	a_0	p	Q	lg Q	a_0
1	5,34	0,727	—	1	5,6	0,748	—	1	3,61	0,557	—
108	7,28	0,862	0,002 92	107	7,6	0,880	0,002 87	154	4,17	0,620	0,002 92
217	10,00	1,000	0,002 92	204	10,0	1,000	0,002 87	306	4,84	0,685	0,002 93
339	14,15	1,150	0,002 88	302	13,1	1,117	0,002 83	415	5,38	0,731	0,002 93
479	21,40	1,330	0,002 92	397	17,4	1,240	0,002 87	592	6,45	0,810	0,002 98
—	—	—	—	—	—	—	—	754	7,59	0,880	0,002 99
$a_0^m = 0{,}002\,91$				$a_0^m = 0{,}002\,86$				$a_0^m = 0{,}002\,95$			

IV. $r_1 = 2{,}53$ cm, $r_2 = 2{,}86$ cm, $r_2 - r_1 = 0{,}33$ cm				V. $r_1 = 1{,}36$ cm, $r_2 = 1{,}87$ cm, $r_2 - r_1 = 0{,}51$ cm				VI. $r_1 = 1{,}36$ cm, $r_2 = 2{,}86$ cm, $r_2 - r_1 = 1{,}50$ cm			
p	Q	lg Q	a_0	p	Q	lg Q	a_0	p	Q	lg Q	a_0
1	5,63	0,750	—	149	5,20	0,716	—	205	14,2	1,152	—
160	6,54	0,816	0,002 90	315	6,64	0,822	0,002 89	290	20,7	1,316	0,002 95
305	7,51	0,875	0,002 88	470	8,33	0,920	0,002 88	348	26,2	1,418	0,002 86
510	9,25	0,966	0,002 96	617	10,43	1,018	0,002 90	393	31,7	1,510	0,002 94
753	11,7	1,068	0,002 94	751	13,08	1,116	0,002 98	500	51,8	1,714	0,002 93
$a_0^m = 0{,}002\,92$				$a_0^m = 0{,}002\,91$				$a_0^m = 0{,}002\,92$			

Gesamtmittel: $a_0 = 0{,}002\,91$.

7. Wasserstoff[1]). Tabelle 2.

I. (Fig. 2.)				II.			
p	Q	lg Q	a_0	p	Q	lg Q	a_0
1	7,00	0,845	—	1	7,10	0,851	—
246	7,57	0,880	0,000 328	180	7,51	0,876	0,000 323
490	8,23	0,915	0,000 329	423	8,13	0,910	0,000 323
735	8,90	0,950	0,000 330	642	8,75	0,942	0,000 327
$a_0^m = 0{,}000\,329$				$a_0^m = 0{,}000\,324$			

III.				IV.			
p	Q	lg Q	a_0	p	Q	lg Q	a_0
1	11,2	1,050	—	1	11,14	1,047	—
143	11,75	1,070	0,000 325	156	11,73	1,069	0,000 328
257	12,2	1,086	0,000 325	327	12,40	1,093	0,000 326
446	13,0	1,113	0,000 327	487	13,06	1,116	0,000 328
647	13,8	1,140	0,000 322	752	14,30	1,155	0,000 330
$a_0^m = 0{,}000\,325$				$a_0^m = 0{,}000\,328$			

Gesamtmittel: $a_0 = 0{,}000\,327$.

[1]) Für die folgenden Tabellen, mit Ausnahme von Tab. 8 für Kohlensäure, gelten die Entfernungen: $r_1 = 1{,}86$ cm, $r_2 = 2{,}86$ cm, $r_2 - r_1 = 1{,}00$ cm.

8. **Stickstoff.** Tabelle 3.

I.				II			
p	Q	lg Q	a_0	p	Q	lg Q	a_0
1	7,20	0,857	—	1	5,0	0,700	—
116	9,85	0,993	0,002 73	89	6,4	0,806	0,002 78
214	13,0	1,114	0,002 78	157	7,7	0,886	0,002 75
311	16,6	1,222	0,002 72	254	10,1	1,004	0,002 76
438	23,7	1,374	0,002 74	426	16,5	1,217	0,002 80
$a_0^m = 0{,}002\,74$				$a_0^m = 0{,}002\,77$			

Gesamtmittel: $a_0 = 0{,}002\,76$.

9. **Sauerstoff.** Tabelle 4.

I. (Fig. 2.)				II.				III.			
p	Q	lg Q	a_0	p	Q	lg Q	a_0	p	Q	lg Q	a_0
1	4,60	0,663	—	1	4,0	0,602	—	1	5,75	0,760	—
70	5,80	0,763	0,003 34	62	4,9	0,690	0,003 32	87	7,70	0,886	0,003 38
152	7,70	0,886	0,003 40	135	6,3	0,799	0,003 39	151	9,70	0,986	0,003 46
255	10,70	1,029	0,003 33	198	7,8	0,892	0,003 40	256	13,80	1,140	0,003 43
356	15,10	1,179	0,003 36	301	11,0	1,041	0,003 38	356	19,20	1,283	0,003 39
—	—	—	—	351	13,0	1,114	0,003 37	—	—	—	—
$a_0^m = 0{,}003\,36$				$a_0^m = 0{,}003\,37$				$a_0^m = 0{,}003\,42$			

Gesamtmittel: $a_0 = 0{,}003\,38$.

10. **Stickstoffoxydul.** Tabelle 5.

I. (Fig. 2.)				II.			
p	Q	lg Q	a_0	p	Q	lg Q	a_0
1	4,90	0,690	—	1	4,85	0,685	—
59	6,30	0,800	0,004 37	57	6,20	0,792	0,004 39
117	8,10	0,908	0,004 34	120	8,10	0,908	0,004 32
180	10,60	1,025	0,004 33	190	11,00	1,041	0,004 34
291	17,10	1,233	0,004 32	280	16,10	1,207	0,004 32
$a^m = 0{,}004\,34$				$a_0^m = 0{,}004\,34$			

III.				IV.			
p	Q	lg Q	a_0	p	Q	lg Q	a_0
1	5,30	0,724	—	1	4,90	0,690	—
58	6,80	0,832	0,004 36	67	6,50	0,813	0,004 31
117	8,80	0,944	0,004 37	131	8,60	0,935	0,004 35
217	13,50	1,130	0,004 33	186	11,00	1,041	0,004 36
291	18,60	1,269	0,004 34	276	16,30	1,212	0,004 38
$a_0^m = 0{,}004\,35$				$a_0^m = 0{,}004\,35$			

Gesamtmittel: $a_0 = 0{,}004\,35$.

11. Kohlenoxyd. Tabelle 6.

I. (Fig. 2.)				II.			
p	Q	lg Q	a_0	p	Q	lg Q	a_0
1	6,00	0,778	—	1	6,8	0,832	—
44	6,63	0,821	0,002 31	54	7,7	0,886	0,002 35
90	7,40	0,869	0,002 36	102	8,6	0,934	0,002 33
143	8,40	0,923	0,002 36	152	9,6	0,982	0,002 28
193	9,40	0,973	0,002 35	249	12,0	1,079	0,002 30
302	12,0	1,080	0,002 32	378	16,0	1,209	0,002 31
395	14,8	1,170	0,002 30	—	—	—	—
$a_0^m = 0{,}002\,33$				$a_0^m = 0{,}002\,31$			

III.				IV.			
p	Q	lg Q	a_0	p	Q	lg Q	a_0
1	5,6	0,748	—	1	6,33	0,800	—
50	6,3	0,799	0,002 39	45	7,00	0,845	0,002 36
93	6,9	0,839	0,002 28	90	7,77	0,890	0,002 33
132	7,6	0,881	0,002 35	139	8,70	0,940	0,002 33
190	8,7	0,940	0,002 34	190	9,80	0,991	0,002 33
306	11,2	1,049	0,002 28	287	12,3	1,090	0,002 34
352	13,0	1,104	0,002 34	388	15,2	1,182	0,002 28
$a_0^m = 0{,}002\,34$				$a_0^m = 0{,}002\,33$			

Gesamtmittel: $a_0 = 0{,}002\,33$.

12. Kohlensäure. Tabelle 7.

I.				II.				III.			
p	Q	lg Q	a_0	p	Q	lg Q	a_0	p	Q	lg Q	a_0
1	3,70	0,568	—	1	4,3	0,633	—	1	10,3	1,012	—
64	4,85	0,685	0,004 28	75	5,9	0,771	0,004 29	83	14,6	1,164	0,004 26
126	6,30	0,800	0,004 28	139	7,7	0,886	0,004 23	133	18,2	1,260	0,004 34
190	8,30	0,919	0,004 28	237	12,0	1,079	0,004 34	234	27,9	1,446	0,004 28
291	12,6	1,100	0,004 25	289	14,6	1,164	0,004 26	288	34,9	1,543	0,004 27
$a_0^m = 0{,}004\,27$				$a_0^m = 0{,}004\,28$				$a_0^m = 0{,}004\,29$			

Tabelle 8.

$r_1 = 2{,}53$ cm
$r_2 = 2{,}86$ cm $\quad r_2 - r_1 = 0{,}33$ cm

p	Q	lg Q	a_0
1	7,2	0,857	—
137	8,7	0,940	0,004 28
245	10,4	1,008	0,004 33
433	13,3	1,124	0,004 33
628	17,4	1,240	0,004 28
751	20,7	1,315	0,004 27

$a_0^m = 0{,}004\,30$

Gesamtmittel: $a_0 = 0{,}004\,29$.

13. Schweflige Säure. Tabelle 9.

I. (Fig. 2.)				II.			
p	Q	lg Q	a_0	p	Q	lg Q	a_0
1	6,00	0,778	—	1	6,3	0,800	—
11	6,40	0,806	0,006 48	39	8,1	0,909	0,006 62
34	7,50	0,875	0,006 77	68	9,9	0,996	0,006 76
46	8,05	0,906	0,006 58	149	16,7	1,222	0,006 58
56	8,65	0,937	0,006 67	171	19,5	1,290	0,006 65
87	10,7	1,029	0,006 72	—	—	—	—
102	11,7	1,068	0,006 62	—	—	—	—
115	12,8	1,107	0,006 67	—	—	—	—
160	17,2	1,235	0,006 65	—	—	—	—
$a_0^m = 0{,}006\,65$				$a_0^m = 0{,}006\,65$			

Gesamtmittel: $a_0 = 0{,}006\,65$.

14. Die folgende Tabelle 10 enthält die Zusammenstellung der Resultate und zum Vergleich auch die von Herrn BECKER a. a. O. gewonnenen Ergebnisse; im ganzen zeigt sie eine bemerkenswerte Übereinstimmung der auf verschiedenen Wegen ermittelten Zahlen.

Wie es dort geschah, so wollen wir auch hier die Parallele zwischen den beiden Größen $\frac{a_0}{M}$ und $\frac{D-1}{M}$, d. h. zwischen dem auf die Einheit des Molekulargewichts (M) reduzierten Absorptionskoeffizienten und der ebenso reduzierten, um 1 verminderten Dielektrizitätskonstanten (D) ziehen, ein Vergleich, der auf den von Herrn LENARD [1]) gegebenen Vorstellungen beruht.

Tabelle 10.

Gas	BECKER			BAERWALD		
	a_0	$\frac{a_0}{M_{20^0}}$	$\frac{D-1}{M}$	a_0	$\frac{a_0}{M_{18^0}}$	$\frac{D-1}{M}$
Luft . .	0,002 78	0,000 103	0,000 020 4	0,002 91	0,000 107	0,000 020 4
H_2 . . .	0,000 337	0,000 178	0,000 132	0,000 327	0,000 174	0,000 120
N_2 . . .	0,002 78	0,000 106	—	0,002 76	0,000 105	0,000 021 3
O_2 . . .	0,002 85	0,000 096	—	0,003 38	0,000 112	0,000 017 0
N_2O . .	—	—	—	0,004 35	0,000 105	0,000 023 4
CO . .	—	—	—	0,002 33	0,000 089	0,000 023 9
CO_2 . .	0,004 23	0,000 103	0,000 022 1	0,004 29	0,000 104	0,000 020 6
SO_2 . .	0,006 22	0,000 104	0,000 058 2	0,006 65	0,000 111	0,000 021 4

Die hieraus zu ziehenden Schlüsse finden sich in der zitierten Arbeit. Wir wollen hier nur auf das ebendort angeführte, scheinbar anormale Verhalten der schwefligen Säure beim Vergleich jener beiden Größen $\frac{a_0}{M}$ und $\frac{D-1}{M}$ aufmerksam machen. Die von Herrn BECKER angeführten Werte von $\frac{D-1}{M}$ sind, soweit sie bestehen, aus elektrischen, nach BOLTZMANNS Methode ausgeführten Messungen der Dielektrizitätskonstante berechnet. Die in der letzten Kolonne verwandten Werte von D dagegen sind auf Grund

[1]) P. LENARD, Ann. d. Phys. (4) 12, 714, 1903.

des MAXWELL-BOLTZMANNschen Gesetzes aus den Brechungsexponenten für Na-Licht ermittelt[1]). Hier findet sich keine Ausnahme. $\frac{a_0}{M}$ wie $\frac{D-1}{M}$ stimmen beide zum Mittel der betreffenden Reihen.

Dieser Umstand legt die Vermutung nahe, daß die Schuld an dem Fehler, der hier offenbar vorliegt, den elektrischen Messungen der Dielektrizitätskonstante beizumessen ist, daß gerade die dichteren, leicht zu verflüssigenden Gase es sind, auf welche die BOLTZMANNsche Methode nicht angewendet werden darf. Sowohl KLEMENČIČ[2]) wie AYRTON und PERRY[3]) finden die Dielektrizitätskonstante der schwefligen Säure viel zu hoch und ganz verschieden. Auch für Stickstoffoxydul und Kohlensäure sind die gemessenen Werte, wenn auch in geringerem Maße, größer als die aus den Brechungsexponenten berechneten, was zu der Vermutung führt, daß die Fehler den durch die Gasexpansionen der BOLTZMANNschen Methode möglicherweise verursachten Kondensationen der betreffenden Gase zuzuschreiben seien.

So wird die Kathodenstrahlabsorption zum Kriterium für die Dielektrizitätskonstante der Gase und bringt in der Bevorzugung der aus den optischen Daten errechneten vor den direkt gemessenen Werten ihre Verwandtschaft mit dem Vorgange der Dispersion zum Ausdruck.

---

[1]) Siehe L. NATANSON, ZS. f. phys. Chem. **61**, 321, 1908.

[2]) J. KLEMENČIČ, Sitzungsber. d. Wien. Akad. **91** [2], 712, 1885.

[3]) W. E. AYRTON und J. PERRY, Transact. of Asiat. Soc. of Jap. **5**, 116, 1876—1877.

Heidelberg, Januar 1910.

Über die Änderung des Emissionsvermögens der Metalle mit der Temperatur im kurzwelligen Teil des Ultrarots;

von H. Rubens.

(Nach gemeinsam mit Herrn E. HAGEN ausgeführten Versuchen.)

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 81. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Salzburg am 20. September 1909.)

(Vgl. diese Verh. 11, 416, 1909.)

Vor Jahresfrist habe ich in Cöln über Versuche berichtet[1]), welche Herr E. HAGEN und ich unternommen haben, um die optischen Temperaturkoeffizienten der Metalle im langwelligen Teil des ultraroten Spektrums zu ermitteln. Hierbei hatte sich ergeben, daß für die Reststrahlen von Flußspat ($\lambda = 26{,}0\,\mu$) und für diejenigen von Quarz ($\lambda = 8{,}85\,\mu$) die Temperaturkoeffizienten der untersuchten Metalle und Legierungen dieselben Werte besitzen, welche sich unter Zugrundelegung der elektromagnetischen Lichttheorie aus der Änderung des elektrischen Leitvermögens für diese Stoffe berechnen lassen. Die Werte selbst und ihre Änderungen mit der Temperatur ergeben sich nach der MAXWELLschen Theorie aus der Formel

$$J = 36{,}5\sqrt{\frac{\sigma}{\lambda}},$$

wo J das Emissionsvermögen des betreffenden Materials für die Wellenlänge λ, σ seinen spezifischen Widerstand bedeutet.

Da nun die optischen Temperaturkoeffizienten der Metalle und Legierungen im sichtbaren Gebiet sehr klein sind, wie aus zahlreichen Untersuchungen bekannt ist, so muß sich der Übergang von diesen verschwindend geringen Werten des Temperaturkoeffizienten zu den von uns im langwelligen Spektrum gemessenen hohen Werten in dem zwischen 0,8 und 8,85 μ gelegenen Spektral-

---

[1]) Verh. d. D. Phys. Ges. 10, 710, 1908; siehe auch Ber. d. Berl. Akad. 1909, S. 478.

gebiet vollziehen. Dieses Spektralgebiet haben wir jetzt zum Gegenstand unserer Untersuchung gewählt.

Zunächst ließ sich das Gebiet der zu erwartenden Übergänge ohne Schwierigkeit nach der Seite der langen Wellen um ein weiteres Stück einschränken, indem wir dieselben Messungen, welche wir früher für Reststrahlen von Flußspat (26,0 μ) und für Reststrahlen von Quarz (8,85 μ) angestellt hatten, für die kurzwelligeren Reststrahlen von Kalkspat ($\lambda = 6{,}65\,\mu$) wiederholten. Versuchsanordnung und Apparate waren dieselben, welche wir früher verwendet hatten. Es ergab sich, daß die Abhängigkeit des Emissionsvermögens von der Temperatur für die acht untersuchten Metalle und Legierungen im großen und ganzen noch immer dieselbe war, wie für lange Wellen, d. h. nahezu von der durch die obenstehende Formel ausgedrückten Größe.

Die Ermittelung der optischen Temperaturkoeffizienten in dem Spektralgebiet zwischen 0,8 und 6 μ bietet erheblich größere Schwierigkeiten als in dem langwelligeren Spektrum, da in jenem Wellenlängenbereich die Reststrahlenmethode versagt und man die notwendige spektrale Zerlegung mit Hilfe eines Spektrometers bewerkstelligen muß. Diese Art der Zerlegung ist aber mit einem sehr beträchtlichen Energieverlust verbunden, und man ist daher gezwungen, die strahlenden Metalle auf sehr hohe Temperaturen zu erhitzen, wenn man für genauere Messungen genügend große Galvanometerausschläge erzielen will. Man ist aus diesem Grunde in der Auswahl der zu untersuchenden Metalle außerordentlich beschränkt und im wesentlichen auf die Metalle und Legierungen der Platingruppe angewiesen. Innerhalb dieser Gruppe sind reines Platin und die zu den Le Chatelierschen Thermoelementen verwendete Platin-Rhodiumlegierung wegen der Unabhängigkeit ihrer Oberflächenbeschaffenheit von der Temperatur für Emissionsversuche besonders geeignet.

Für diese beiden Materialien haben wir die Isochromaten bei $\lambda = 2\,\mu$, $\lambda = 4\,\mu$ und $\lambda = 6\,\mu$ innerhalb des Temperaturbereichs von 400 bis 1400° C aufgenommen und mit den Isochromaten des schwarzen Körpers verglichen, welche sich aus der Planckschen Formel für die gleichen Wellenlängen ergeben. Hierbei erhielten wir folgende Resultate.

Für $\lambda = 2\,\mu$ war sowohl bei dem reinen Platin wie bei dem Platin-Rhodium die Form der Isochromate mit derjenigen eines schwarzen Körpers identisch. Eine Änderung des Emissionsvermögens mit der Temperatur war also hier noch nicht zu bemerken. Dagegen stiegen bei $\lambda = 4\,\mu$ die Isochromaten der untersuchten Metalle mit wachsender Temperatur viel steiler an als die betreffende Isochromate des schwarzen Körpers. Der sich hieraus ergebende Temperaturkoeffizient des Emissionsvermögens erreichte bei dem reinen Platin etwa zwei Drittel, bei dem Platin-Rhodium neun Zehntel des Wertes, welchen die obige Formel ergeben würde. Bei $\lambda = 6\,\mu$ endlich zeigten die Isochromaten von reinem Platin sowohl wie von Platin-Rhodium innerhalb der Grenze der Beobachtungsfehler denjenigen Verlauf, welchen man erwarten muß, wenn der Temperaturkoeffizient des Emissionsvermögens den von der elektromagnetischen Lichttheorie geforderten Wert besitzt.

Bei beiden Metallen finden wir also bei $2\,\mu$ noch verschwindend geringe „optische“, bei $4\,\mu$ deutlich hervortretende und bei $6\,\mu$ bereits normale „elektrische“ Temperaturkoeffizienten.

Wie bereits hervorgehoben wurde, lassen sich Emissionsversuche der beschriebenen Art nur bei wenigen Metallen ausführen. Dagegen ist es uns gelungen, die Temperaturabhängigkeit des Reflexionsvermögens für mehrere Metalle bei verschiedenen Wellenlängen zu messen und dadurch unser Beobachtungsmaterial zu erweitern. Bei Verwendung einer intensiven heißen Strahlungsquelle, z. B. einer Nernstlampe, ist im kurzwelligen Teil des ultraroten Spektrums genügend Energie vorhanden, um genaue Messungen mit der Thermosäule zu ermöglichen, und die Temperaturerhöhung der zu untersuchenden Metalle und Legierungen kann hierbei auf einige hundert Grad beschränkt bleiben. Hier tritt jedoch eine andere Schwierigkeit auf, welche darin besteht, daß die Reflexionsmessungen einen außerordentlich hohen Grad von Genauigkeit erreichen müssen, wenn man aus den sehr geringen Änderungen des Reflexionsvermögens auf die damit verbundenen sehr erheblichen Änderungen des Emissionsvermögens einigermaßen zuverlässige Rückschlüsse ziehen will. Die erforderliche Meßgenauigkeit ist jedoch eine viel geringere, wenn man statt einfacher Reflexion vielfache Spiegelung an der zu unter-

suchenden Substanz verwendet. Wir verfuhren deshalb in der Weise, daß wir die Strahlung einer Nernstlampe vor dem Eintritt in den Spalt des Spektrometers sechsmal an Spiegeln aus dem zu untersuchenden Metall reflektieren ließen. Die Spiegel befanden sich im Innern eines elektrisch heizbaren Ofens, dessen Temperatur mit Hilfe eines Thermoelements gemessen werden konnte. Es wurden nun Intensitätsmessungen an verschiedenen Stellen des Spektrums vorgenommen, erstens wenn der Ofen sich auf Zimmertemperatur befand, zweitens wenn seine Temperatur auf 200 bis 300° erhöht wurde und drittens wieder bei Zimmertemperatur des Ofens. Bei diesen Messungen war der im Strahlengang befindliche Klappschirm unmittelbar hinter der Nernstlampe eingeschaltet, so daß die Strahlung des Ofens und der heißen Platten keinen Einfluß auf die beobachteten Ausschläge ausüben konnte. Bei der beschriebenen Anordnung ist der an einer bestimmten Stelle des Spektrums gemessene Galvanometerausschlag proportional der sechsten Potenz des Reflexionsvermögens der zu untersuchenden Substanz. Sehr geringe Änderungen des Reflexionsvermögens lassen sich also hier mit großer Genauigkeit messen. Da ferner die Absolutwerte des Reflexionsvermögens für Zimmertemperatur aus unseren früheren Messungen bekannt sind[1]), so kann man mit Hilfe der beschriebenen Versuche auch die Änderung des Emissionsvermögens mit der Temperatur berechnen[2]).

Solche Versuche haben wir mit Spiegeln aus reinem Nickel und aus Konstantan angestellt. Bei dem Konstantan zeigte sich an keiner Stelle des Spektrums eine nennenswerte Änderung des Reflexionsvermögens mit der Temperatur; es bleibt also bei dieser Legierung auch das Emissionsvermögen konstant, was mit den Forderungen der elektromagnetischen Lichttheorie gut übereinstimmt.

Ganz anders war das Verhalten des Nickels. Hier ergaben sich bei $\lambda = 0{,}78\,\mu$, $1\,\mu$ und $2\,\mu$ außerordentlich kleine Temperaturkoeffizienten des Emissionsvermögens; mit zunehmender Wellenlänge aber fing der Temperaturkoeffizient zu wachsen an und erreichte bei $\lambda = 5\,\mu$ einen Wert, welcher nur noch wenig hinter

[1]) E. Hagen u. H. Rubens, Ann. d. Phys. (4) **11**, 873, 1903.

[2]) Hierzu ist die Kenntnis der Absolutwerte des Reflexionsvermögens erforderlich, da das Emissionsvermögen $J = 100 - R$ ist.

demjenigen zurückbleibt, welcher sich mit Hilfe der obengenannten Gleichung aus den Temperaturkoeffizienten des elektrischen Widerstandes herleiten läßt. Aus Widerstandsmessungen mit konstantem Strom ergab sich der Temperaturkoeffizient für das untersuchte Nickel in dem Temperaturbereich von 0 bis 300° zu 0,006 27. Berechnet man aus dem von uns bestimmten Temperaturkoeffizienten des Emissionsvermögens den Temperaturkoeffizienten des elektrischen Widerstandes mit Hülfe der obigen Gleichung, so ergeben sich für die verschiedenen Wellenlängen die folgenden Werte:

Reines Nickel $w_t = w_0 (1 + \alpha t)$.

Wellenlänge λ	Temp.-Koeff. α
0,78 μ	0,000 00
1,0 „	− 0,000 03
2,0 „	+ 0,000 10
3,0 „	+ 0,000 56
4,0 „	+ 0,001 65
5,0 „	+ 0,005 18

Über die Erfindung der Camera obscura; von Eilhard Wiedemann.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 4. Februar 1910.)

(Vgl. oben S. 158.)

In einer in dem diesjährigen Jahrgang des photographischen Jahrbuches von EDER erscheinenden Arbeit habe ich gezeigt, daß schon lange vor LEVI BEN GERSON († 1344) (LEVI DE BALUEOLIS[1]) die Camera obscura von IBN AL HAIṮAM[2]) († etwa 1039) benutzt worden ist. Ersterer verwendete sie zur Beobachtung von Sonnen- und Mondfinsternissen, letzterem gelang nur die Beobachtung der Sonnenfinsternis; die der Mondfinsternis und der Mondsichel glückte ihm nicht, und zwar wegen der geringen Intensität des Mondlichtes, die sich zuerst an den Spitzen der Sichel geltend macht. Eine sehr eingehende Theorie der Camera obscura und zwar in ihre Anwendung auf terrestrische Verhältnisse hat der hochbedeutende Kommentator und Bearbeiter von IBN AL HAIṮAMS Optik, MUḤAMMED IBN AL ḤASAN KAMÂL AL DÎN ABU'L ḤASAN (ḤOSEIN) AL FÂRISÎ[3]) († etwa 1320), gegeben. Dank dem Entgegenkommen von Herrn Dr. JUYNBOLL habe ich die Leidener Hand-

---

[1]) M. CURTZE, Himmel u. Erde **13**, 225, 1905.

[2]) Zu IBN AL HAIṮAM vgl. z. B. E. W., Festschrift für Prof. ROSENTHAL. Leipzig 1906.

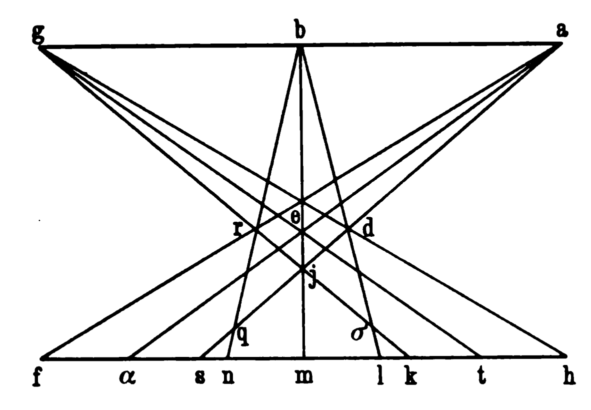
[3]) Vgl. H. SUTER, Die Mathematiker und Astronomen der Araber und ihre Werke (Abhandl. zur Gesch. der math. Wissenschaften, Schlömilchs ZS. 45, 159, Nr. 389, 1900).

schrift (Katalog Nr. 1011) benutzen können. Die folgenden Ausführungen finden sich S. 314b—316a im Anschluß an die Behandlung von IBN AL HAIṮAMS Schrift über die Gestalt der Finsternis.

Die Versuchsanordnung ist die, daß in der Wand eines dunkeln Raumes sich ein Loch befindet; ihm gegenüber steht im Innern eine weiße Fläche, welche die durch das Loch eintretenden Strahlen auffängt.

Ich gebe nun im folgenden eine hier und da etwas gekürzte Übersetzung der Ausführungen von KAMÂL AL DÎN.

Wir bringen gegenüber dem Loch eine leuchtende Fläche an, deren eine Hälfte rot und deren andere grün ist. Auf ihr



Die Figur entspricht dem Original. Daher ist auch nicht die Wand gezeichnet, in der sich die Öffnung rd befindet; α entspricht dem arabischen ʿAin, σ dem Ṣâd, t dem Ṭâ.

ziehen wir die gerade Linie abg, von der sich ab auf dem grünen und bg auf dem roten Teil befindet. Der Durchmesser des Loches sei der, er ist parallel zu ag. e ist sein Halbierungspunkt. Wir ziehen ad, ae, ar und verlängern sie bis s, α, f; ebenso verlängern wir bd, be, br nach l, m, n und gd, ge, gr nach h, t, k. Ihre Enden sollen auf der zu der parallelen Linie fh liegen. Die Linien ad und br sollen sich in q, gr und bd in σ, dq und $r\sigma$ in j schneiden. In dem Dreieck dqr ist grüne Farbe und ihr

entsprechendes Licht[1]). In dem Dreieck *dσr* ist rote Farbe und das ihr entsprechende Licht. Es liege *hf* zunächst unter *σq*. Auf der ganzen Linie *lf* ist grüne, auf der ganzen Linie *nh* rote Farbe vorhanden. Die Farbe der Teile *nf* und *lh* ist rein, die Farbe auf *ln* dagegen ist grün gemischt mit rot.

Das Dreieck *asf* umfaßt die von allen Punkten von *der* heraustretenden Abbilder (Ṣûra) des Punktes *a*, ebenso *Δbln* die entsprechenden Abbilder von *b* und *Δghk* diejenigen von *g*. Es ist klar, daß die Linien *sf*, *ln*, *hk* einander gleich sind.

Ebenso durchsetzen die Abbilder sämtlicher Punkte von *abg* die Öffnung *der* und gelangen auf Teile von *hf* wie z. B. auf *sf*. Die Linie *hl* umfaßt die Abbilder der Punkte des Endes *g*, ohne daß sich das Abbild eines Punktes von *ba* beimischt; ebenso umfaßt *fn* die Abbilder der Punkte des Endes *a*, ohne daß sich ein Abbild eines Punktes von *bg* beimischt. Bekannt ist, daß, wenn *hf* näher dem Loch liegt, die Zahl der Punkte, deren Abbilder die beiden Teile (*hl* und *nf*) umfassen, geringer, und diejenige, für die eine Mischung eintritt, größer ist. Es gibt eine Grenze, an der man nur gemischte Farbe wahrnimmt. Ebenso ist es, wenn *hf* sich unterhalb von *σq* befindet; dieselbe Schlußweise wendet man an, wenn der leuchtende Körper aus mehr als zwei Teilen besteht. Damit sind die Figuren der (auf der Auffangswand) entstehenden Lichter (Bilder) behandelt, freilich nur für die Durchmesser. Kennt man nun das Verhalten eines einzigen Durchmessers, so ergibt sich daraus dasjenige der anderen.

Tritt das Abbild von *abg* nur durch einen Punkt, etwa *e*, so entsteht Licht auf *tmα*, *tm* besitzt rein rote und *mα* rein grüne Farbe. Das Abbild eines jeden Punktes von *abg*, das nach einem Punkt von *tm* gelangt, ist ein Punkt.

Dementsprechend sagt man, der Kegel, der zwischen irgend einem leuchtenden Abbild (Objekt), das einem äußerst kleinen runden Loch gegenübersteht, und dem Mittelpunkt des Loches konstruiert wird und der zu einer dem Loch parallelen Ebene fortschreitet, erzeugt durch sein Licht auf letzterer eine Figur, die der Figur des Objektes ähnlich ist, aber die umgekehrte Lage

[1]) Dieser Ausdruck hängt damit zusammen, daß die Farbe als neben dem Licht existierend angenommen wird.



hat. Wir wollen dies Licht das „mittlere“[1]) (mutawassiṭ) Licht nennen.

Vermehrt man die Zahl der leuchtenden Objekte, so vermehrt man ihre „mittleren“ Lichter. Zu beachten ist aber, daß das Licht des von dem Loch rechts gelegenen Objektes links erscheint und das Licht des links gelegenen rechts erscheint, und daß das Licht des unten gelegenen oben und das des oben gelegenen unten erscheint.

Die Figuren (SCHAKL) der Lichter sind den Figuren der Objekte ähnlich, und zwar ist ihre Ähnlichkeit zu den Gestalten der Objekte ein und dieselbe.

Das Licht eines jeden Objektes gelangt auf allen Kegeln, die zwischen ihm und zwischen allen Punkten der Lochfläche konstruiert sind, zu dem ihm gegenüberstehenden Körper. Die Basen dieser Kegel auf der gegenüberstehenden Fläche sind untereinander gleich. Zu sich entsprechenden Punkten all dieser Basen schreitet das Licht von einem Punkt des Umfanges des Objektes fort. Alle diese Basen greifen ineinander über. Es begrenzt sie der Kegel, der zwischen dem Objekt und einem Punkt des Umfanges des Loches konstruiert ist, wenn man letzteren auf dem Umfang des Loches eine ganze Umdrehung machen läßt. Zieht man alle Linien, die von einem Punkt des Umfanges des Objektes zu einem Punkt des Umfanges des Loches gehen, so ist, wenn sie auf die parallele Fläche auftreffen, zwischen ihrem Auftreffort auf dem Umfang der Basis und der entsprechenden Stelle des Umfanges des mittleren Lichtes ein und derselbe Abstand. Die Endpunkte dieser Linien beschreiben eine Linie, welche eine Figur begrenzt, die ähnlich dem mittleren Licht ist. Sie ist größer als dieses und das mittlere Licht hält sich in der Mitte. Ist das Loch ein Kreis und das Objekt ein Kreis, so ist auch die Gestalt des gesamten entstehenden Lichtes ein Kreis. Dasselbe ist der Fall, wenn das Objekt der Gestalt des Loches ähnlich ist und dieselbe Lage wie letzteres hat. Ist das Loch kreisförmig und besitzt das Objekt Winkel, so ist, falls das Loch sehr

---

[1]) Der Grund für diese Bezeichnung ergibt sich aus dem Folgenden. Für den Scharfsinn unseres Gelehrten ist charakteristisch, daß er den Fall der punktförmigen Öffnung seinen weiteren Betrachtungen zugrunde legt.

klein ist, die Gestalt des entstehenden Lichtes sehr ähnlich der Gestalt des „mittleren“ Lichtes. Die Ähnlichkeit nimmt ab, wenn die Weite des Loches zunimmt, und zwar verschwinden zuerst die Winkel. Endlich ist die Ähnlichkeit lediglich im Licht, der Farbe oder dem, was sich ihr nähert, verborgen [1]). In dem Maße, als der Kreis des Loches größer wird, greifen die Lichter ineinander über. Zuerst mischen sich ihre Umfänge, während die Mitte bei der Veränderung unverändert bleibt. Je enger das Loch und je größer der Abstand ist, um so ähnlicher ist die Gestalt in der Mitte dem Objekt und eine um so geringere Mischung tritt am Umfang ein. Aus diesem Grunde sieht man um das Licht, welches von dem Sonnenkörper aus in einem engen Loch eindringt und auf einen rein weißen Körper fällt, eine Erscheinung, die dem Halo entspricht; sie weist die Farben des Regenbogens auf und zwar in derselben Anordnung; einen Hinweis hierauf habe ich bei der Untersuchung des Halos vorweg genommen [2]).

Ganz entsprechendes findet man, wenn einem kleinen Loch, das in einen Raum führt, zu dem sonst kein Licht gelangt, ein Stück einer weißen Wolke gegenübersteht. Man sieht in diesem Raume einen Abschnitt von weißem Licht, entsprechend dem Stück der Wolke, aber in umgekehrter Lage. Bewegt sich die Wolke nach einer Seite, so bewegt sich auch das Licht aber nach der entgegengesetzten Seite. Ebenso verhält es sich, wenn ein großer Vogel nahe am Loch vorbeifliegt. Das Abbild seiner Farbe sieht man auf dem dem Loch gegenüberstehenden Körper in einer Gestalt, die ihrer Gestalt ähnlich ist, und man sieht, daß sie sich in entgegengesetzter Richtung bewegt.

Aus allem, was wir gesagt haben, ergibt sich ein deutlicher Beweis für die Ursache, warum das Licht der Sonne, das durch enge Öffnungen durchtritt, auf parallelen Wänden kreisförmig erscheint, welche Gestalt auch das Loch haben mag, und daß es nur in der Gestalt der Öffnung erscheint, wenn diese weit ist, und daß das Licht des Mondes stets in der Gestalt der Öffnung erscheint.

---

[1]) Gemeint ist, daß die Ähnlichkeit nur noch eine ganz allgemeine ist.
[2]) Ein Versuch hat mir dies bestätigt.

Aus der eben mitgeteilten Untersuchung von Kamâl al Dîn geht hervor, daß dieser um 1300 lebende Gelehrte bereits eine vollkommen richtige Theorie der Lochkamera hatte, und daß er mit ihr auch irdische Gegenstände, wie Wolken und Vögel, auf einer weißen Wand beobachtete.

Weiter hat Kamâl al Dîn eine Beugungserscheinung beobachtet, von der er freilich annimmt, daß sie das Bild eines um die Sonne befindlichen Halos sei.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

12. Jahrg. **15. März 1910.** **Nr. 5.**

Sitzung vom 18. Februar 1910.

Vorsitzender: Hr. H. Rubens.

Hr. I. **Traube** berichtet über die

Theorie des Haftdruckes und des osmotischen Druckes der Lösungen.

Ferner spricht Hr. **W. Haken**

über die thermoelektrischen Eigenschaften der Metalllegierungen.

Zur Veröffentlichung in den Verhandlungen der Gesellschaft ist eine Mitteilung von

Hrn. **R. Pohl** und **P. Pringsheim:** Die lichtelektrische Empfindlichkeit der Alkalimetalle als Funktion der Wellenlänge

eingegangen.

Als Mitglied wurde in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Privatdozent Dr. E. Waetzmann, Breslau, Physikalisches Institut der Universität.

(Vorgeschlagen durch Hrn. O. Lummer.)



Absolute Bestimmung der Dämpfung von Fernsprechleitungen durch Sprechversuche;

von F. Breisig.

(Mitteilung aus dem Kaiserlichen Telegraphen-Versuchsamt.)
(Vorgetragen in der Sitzung vom 4. Februar 1910.)
(Vgl. oben S. 158.)

Bei der Übertragung von Energie mittels Gleichströmen über eine Leitung zeigt sich eine Verminderung der Spannung vom Anfang nach dem Ende, während die Stromstärke, abgesehen von den meist unbeträchtlichen Verlusten über die Isolation, am Anfang und Ende dieselbe ist. Bei der Fernleitung von Wechselströmen treten weit verwickeltere Erscheinungen auf durch das Entstehen und Verschwinden des magnetischen und elektrischen Feldes der Leitung. Die zur Erzeugung des elektrischen Feldes erforderlichen Ladungsströme verändern die Stärke des Stromes in der Leitung von Stelle zu Stelle; der Strom wird also mehr und mehr geschwächt, je weiter die Welle über die Leitung fortschreitet. Man bezeichnet dies als die räumliche Dämpfung des Wechselstromes.

Welche Werte diese annimmt, hängt von den gesamten Eigenschaften des Stromkreises ab. Es ist bekannt, daß man die Dämpfung durch Vergrößerung der Induktivität der Leitung vermindern kann.

Die Berechnung solcher Vorgänge im einzelnen stützt sich auf zwei Größen, die bei der für Wechselstromrechnungen gebräuchlichen komplexen Rechnungsweise als komplexe Größen erscheinen. Die erste ist die Fortpflanzungskonstante, die wir $\gamma = \alpha i + \beta$ nennen, die zweite die Charakteristik, die wir mit $\mathfrak{Z}$ bezeichnen.

Die Größe γ hat die Bedeutung, daß auf einer Leitung unbegrenzter Länge das Verhältnis der Stromstärken oder der Spannungen an zwei um die Strecke l voneinander entfernten Stellen der Leitung den Wert $e^{\gamma l}$ hat. Die Amplituden haben das Verhältnis $e^{\beta l}$, während der Phasenunterschied gleich αl ist.

βl nennen wir den Dämpfungsexponent, αl das Winkelmaß des Leitungsstückes. βl und αl sind reine Zahlen, die für alle Maßsysteme einen unveränderlichen Wert haben.

Ist die Leitung wie gewöhnlich begrenzt, so treten an den Enden Reflexionen auf, die bei andauernden Wechselströmen zu stehenden Wellen führen. Deren Kennzeichen ist die Bildung von Knoten und Bäuchen; die Amplituden nehmen also nicht mehr nur ab in der Richtung der Fortpflanzung, sondern bald zu, bald ab. Die Abhängigkeit der Spannungen oder Ströme vom Orte auf der Leitung wird dann verwickelter; nennen wir die Spannung am Anfang der Leitung $\mathfrak{V}_a$, bezeichnen wir ferner die an einem beliebigen Punkte im Abstande x mit $\mathfrak{V}$ und geben den Strömen ähnliche Bezeichnungen, so ist

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{V}_a &= \mathfrak{V}\,\frac{e^{\gamma x} + e^{-\gamma x}}{2} - \mathfrak{Z}\,\mathfrak{J}\,\frac{e^{\gamma x} - e^{-\gamma x}}{2} \\ \mathfrak{J}_a &= \mathfrak{J}\,\frac{e^{\gamma x} + e^{-\gamma x}}{2} - \frac{\mathfrak{V}}{\mathfrak{Z}}\,\frac{e^{\gamma x} - e^{-\gamma x}}{2} \end{aligned}\right\} \quad 1)$$

In diesen Gleichungen tritt außer der die Dämpfung kennzeichnenden Zahl γx noch die Größe $\mathfrak{Z}$ auf, die die Dimension eines Widerstandes hat, da $\mathfrak{V}$ und $\mathfrak{Z}\mathfrak{J}$ Größen gleicher Dimension sind. Diese Größe ist, wie man leicht zeigen könnte, für eine homogene Leitung von ihrer Länge unabhängig, aber ihr numerischer Wert hängt von dem gewählten elektromagnetischen Maßsystem ab.

Für eine Leitung gegebener Länge l sind also, wenn man die Übertragung zwischen Anfang und Ende kennzeichnen will, die Größen γl und $\mathfrak{Z}$ charakteristisch.

Die Fernsprechtechnik wünscht lebhaft, die langen Fernleitungen auf internationalem Wege ihrer Leistungsfähigkeit nach zu kennzeichnen. Diese Angelegenheit bildet einen Programmpunkt einer für den Herbst 1910 geplanten Zusammenkunft der Ingenieure der staatlichen Verwaltungen.

Bisher sind in einzelnen Ländern auch schon Versuche einer solchen Kennzeichnung oder Standardisation gemacht worden. In England und Amerika hat man dazu den Weg gewählt, verschiedenartige Leitungen mit einer als Grundmaß angenommenen, nämlich einem Fernsprechkabel gegebenen Bauart zu vergleichen.

Dieses als Standardkabel bezeichnete Fernsprechkabel hat in England nach den Angaben GAVEYS[1]) Kupferleiter von 20 engl. Pfund Gewicht auf die englische Meile, und seine elektrischen Eigenschaften stellen sich auf 88 Ohm, 0,056 Mf, 0,001 H für 1 englische Meile Schleifenlänge. In einer Übereinkunft zwischen dem englischen Post-Office und der National Telephone Co. vom Jahre 1905 ist für verschiedene Betriebsfälle festgesetzt[2]), daß die Verständigung derjenigen über eine vorgeschriebene Anzahl von englischen Meilen des Vergleichskabels entsprechen müsse.

GAVEY gibt eine Tabelle an[3]), in welcher verschiedenartige Leitungen mit diesem Kabel rechnerisch und durch Sprechversuche verglichen sind; hier folgen einige seiner Zahlen:

Leitungsart	Grenzlänge in Meilen des Standardkabels		
	berechnet	beobachtet	
Kabel, Leiter 10 Pfund/Meile	26	26	
" " 20 "	43	43	
" " 40 "	63	63	
Freileitung, Leiter 50 Pfund/Meile	503	473	Mittelwerte aus mehreren Versuchen
" " 200 "	632	626	
" " 300 "	903	903	
" " 400 "	1122	1075	

Der Vergleich einer zu prüfenden Leitung mit der Normalleitung erfolgt durch einen Sprechversuch. Es wird dabei vorausgesetzt, daß man die zu prüfende Leitung zu einem nach dem Ausgangspunkt zurückführenden Kreise schließen kann. Zwischen zwei Fernsprechapparaten, die in verschiedenen Zimmern stehen, so daß man einander nicht direkt, sondern nur über das Telephon hören kann, wird durch einen Umschalter die zu prüfende Leitung gegen die Normalleitung augenblicklich ausgetauscht; die Normalleitung ist in bestimmten Stufen veränderlich, und man sucht die Stelle, bei der man keinen Unterschied zwischen beiden Übertragungen feststellen kann.

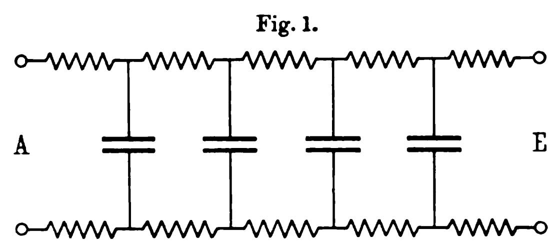
[1]) Electrician 56, 175, 1905.
[2]) Ebenda 54, 740, 1905.
[3]) Ebenda 56, 175, 1905.

Die Normalleitung ist kein natürliches, sondern ein künstliches Kabel (Fig. 1); zwischen zwei Widerstände, deren Betrag mit dem des nachzubildenden Normalkabels übereinstimmt, ist so viel Kapazität in einer Anzahl gleicher Kondensatoren verteilt, wie das nachzubildende Kabel besitzt.

Ehe wir über die Ergebnisse dieses Prüfverfahrens sprechen, wollen wir zunächst feststellen, welches Verfahren bisher in der Deutschen Telegraphenverwaltung üblich war, und welches für bestimmte Zwecke an dessen Stelle treten soll.

Eine Prüfung der Güte einer bestimmten Fernsprechleitung ist bei uns bisher nur an solchen Leitungen vorgenommen worden, deren Konstruktion etwas Neues bot, und bei denen man nicht in der Lage war, auf dem Wege der Rechnung über die elektrischen Eigenschaften genügenden Aufschluß zu erhalten. Allerdings haben wir uns in bezug auf solche Leitungen, bei denen

Fig. 1.



die Rechnung zum Ziele führt, wie oberirdische Leitungen und einfache Kabel, schon lange durch eingehende Messungen davon überführt[1]), daß man auf Grund der aus den Dimensionen oder aus Gleichstrommessungen ermittelten Werte des Widerstandes, der Kapazität und der Induktivität die Vorgänge bei Wechselströmen von der Frequenz der Fernsprechströme richtig ermitteln kann.

Seit etwa 10 Jahren sind aber Leitungen mit erhöhter Induktivität in Betrieb genommen worden, entweder durch Bewickeln der Kupferleiter mit feinen Eisendrähten hervorgebracht[2]), oder durch Einschalten von Spulen mit Selbstinduktion nach dem

---

[1]) A. Franke, Elektrot. ZS. **12**, 447, 458, 1891; F. Breisig, ebenda **20**, 192, 1899.

[2]) F. Dolezalek u. A. Ebeling, ebenda **23**, 1059, 1902; F. Breisig, ebenda **25**, 223, 1904.

Pupinsystem. Wenn man auch heute bei diesen Leitungen ebenfalls imstande ist, die elektrischen Eigenschaften aus den Konstruktionsbedingungen vorauszuberechnen, so ist dies doch nur an der Hand von zahlreichen Messungen erreicht worden.

Diese Messungen ergeben die Größen βl und $\mathfrak{Z}$ und wir sind seit langer Zeit daran gewöhnt, Leitungen nach ihrem β, der Dämpfungskonstanten, und ihrem $\mathfrak{Z}$, der Charakteristik, zu beurteilen.

Eine wirkliche Messung dieser Größen mit Wechselströmen verschiedener Frequenzen in dem Bereiche, das für die zu übertragenden Klänge von Bedeutung ist, halten wir auch heute noch für den besten Weg, die elektrischen Eigenschaften sicher festzustellen und wir würden dies Verfahren auch ferner bei der Prüfung von neuen Konstruktionen anwenden.

Daneben hat allerdings das Verfahren, eine fertige Leitung durch einen Sprechversuch zu prüfen, erhebliche Vorteile. Es ist nicht nur bei weitem einfacher, sondern es spricht auch den Praktiker bei weitem mehr an. Wenn er imstande ist, sich vor der Herstellung einer Leitung an einer unveränderlichen Normalleitung durch die Hörprobe ein Bild davon zu machen, welcher Art die künftige Verständigung sein wird, und wenn er später nachprüfen kann, ob die verlangte Leistung erreicht ist, so wird er dadurch sicherer von der Erfüllung der Bedingungen überzeugt sein, als durch die Ergebnisse recht verwickelter Messungen und Berechnungen.

Das Telegraphen-Versuchsamt hat sich schon seit langer Zeit mit Studien befaßt, geeignete Vergleichsleitungen zur Untersuchung der telephonischen Übertragung durch Sprechproben zu schaffen. Deren Ergebnis liegt jetzt vor. Die Sprechproben werden gerade so angestellt, wie es von dem englischen Verfahren beschrieben worden ist, aber die Vergleichsleitungen sind von den erwähnten erheblich verschieden. Wir vergleichen nicht Leitungen beliebiger Art mit einer bestimmten, sondern die Vergleichsleitung wird den Eigenschaften der zu untersuchenden Leitungen beliebig genau angepaßt. Das Zahlenergebnis ist daher auch nicht eine Angabe in Kilometern oder Meilen des Standardkabels, sondern das βl, das $\mathfrak{Z}$ und eine bisher noch nicht besprochene Größe, die Verzerrung.

Ich möchte nicht unterlassen, darauf hinzuweisen, daß die englischen Angaben nicht nur implizite das βl enthalten, sondern daß die Berechnung dieser Größe aus den Sprechversuchen dabei üblich zu sein scheint. Dies hat neuestens noch MARTIN[1]) in einer Besprechung solcher Feststellungen angegeben.

Nun hat aber ein gewöhnliches Fernsprechkabel, sowohl ein wirkliches, als ein künstliches der beschriebenen Art kein festes β, sondern dies hängt von der Periodenzahl in hohem Maße ab, indem es der Quadratwurzel aus der Periodenzahl proportional ist. Bei der Übertragung über ein Fernsprechkabel werden also die Wellen von höherer Frequenz stärker geschwächt als die niedrigeren, und der Fernsprechstrom, der einen aus vielen Tönen zusammengesetzten Klang darstellt, kommt am Ende der Leitung in anderer Form an, als er beim Eintritt in die Leitung hatte. Diese von HEAVISIDE als distortion bezeichnete Erscheinung, die übrigens allen praktischen Formen der Fernsprechleitungen zukommt, bringt eine Umbildung des Klanges hervor. Vergleicht man daher eine Leitung mit geringer Verzerrung mit einer solchen stärkerer Verzerrung, so macht der Vergleich wegen der verschiedenen Klänge Schwierigkeiten. Ich werde noch über Versuche sprechen, bei denen mit Absicht trotz dieser Schwierigkeiten der Vergleich ausgeführt wurde; es ist aber einleuchtend, daß eine Vergleichsleitung mit derselben Verzerrung wie die zu prüfende einer mit einer anderen Verzerrung vorzuziehen ist.

Die Form solcher Vergleichsleitungen mit veränderlicher Dämpfung bei gegebener Charakteristik und Verzerrung ist allerdings eine ganz andere als die des erwähnten künstlichen Kabels. Da die wirkliche Verzerrung von vielen in sich verwickelten Erscheinungen, wie z. B. dem Skineffekt, der Induktion auf benachbarte Leiter, Hystereseverlusten, Reflexionen an Übergangsstellen herrührt, so ist es so gut wie ausgeschlossen, eine Vergleichsleitung in der Form der beschriebenen künstlichen Leitung mit allen diesen Nebenerscheinungen oder auch nur den wichtigsten auszustatten.

Unser Vergleichsapparat hat vielmehr eine ganz einfache Form, die nach ihrer geometrischen Anordnung bei uns seit langem als H-Schaltung bezeichnet wird.

---

[1]) El. Review 1910, S. 151.

Wir verwenden diese Schaltung zum Ersatz bestimmter Leitungen und zu Sprechversuchen schon seit langer Zeit. So wurde sie schon im Jahre 1902 bei der Fabrikation des Deutsch-Dänischen Fernsprechseekabels zu Sprechversuchen verwendet. In der Fabrik hatte man nämlich gefunden, daß man an dem in großen Windungen aufgeschossenen Kabel zwischen Anfang und Ende keine gute Sprechverständigung mit den gebräuchlichen Fernsprechapparaten hatte, während das Kabel doch als Glied einer rund 700 km langen Verbindungslinie dienen sollte. Die Bedenken, ob das Kabel gut sei, wurden aus dem Wege geräumt, nachdem künstliche Leitungen der genannten Art von der Dämpfung und Charakteristik oberirdischer Leitungen an das Kabel angelegt worden waren, und man erkannte, daß nur der Mangel an richtiger Anpassung zwischen dem Kabel und den Sprechapparaten die erwähnten Schwierigkeiten herbeigeführt hatte.

Im Jahre 1906 wurde die H-Schaltung zu Sprechversuchen benutzt, auf die ich noch näher eingehen werde, und die den Zweck hatten, festzustellen, auf welche Frequenzen es bei den Fernsprechströmen besonders ankommt.

Den Anstoß zur Anwendung dieser Schaltung zur Nachbildung von Leitungen gaben Sprechversuche, die seit Ende 1907 in dem Wernerwerk der Aktiengesellschaft Siemens & Halske an einem langen Pupinkabel stattfanden. Dieses Kabel, dessen βl bis zu 6,5 gesteigert werden kann, weit über die praktische Grenze des Sprechbereiches hinaus, bot eine vorzügliche Gelegenheit, den Vergleichsapparat auf das Kabel abzustimmen und die Grundsätze für die Nachbildung beliebiger Leitungen festzustellen. Diese Versuche begannen im April 1908 und hatten vollen Erfolg.

Ich führe diese belegbaren Tatsachen deshalb hier an, weil im November 1908, also während der Ausführung der zuletzt genannten Versuche im Wernerwerk, Herr A. E. Kennelly eine Untersuchung über Ersatzleiter für Wechselstromleitungen veröffentlicht hat [1]), deren Anordnung der Schaltung nach mit den hier zu beschreibenden Leitern übereinstimmt. Er hat auch die Theorie dieser Ersatzleiter für einwelligen Strom so gegeben, daß ich daran, abgesehen von der Form der Rechnung, nichts zu

---

[1]) El. World 1909, S. 211.

ändern habe. Indem ich aber einerseits die vollständige Unabhängigkeit meiner Untersuchungen und der des Herrn Kennelly in der Theorie der Ersatzleiter für einwelligen Strom feststelle, halte ich andererseits die hier zu beschreibende Anpassung für mehrwellige Ströme, die den Apparat für Fernsprechzwecke erst brauchbar macht, für einen wesentlichen Unterschied zwischen den von Herrn Kennelly und von mir angegebenen Ersatzleitern.

Ich möchte mir erlauben, das, was an dem vorzuführenden Apparate und seiner Anwendung neu ist, kurz folgendermaßen hervorzuheben.

Bekannt sind Sprechversuche zur Bestimmung der Dämpfung durch Vergleich einer Leitung mit einem Normalkabel bestimmter Eigenschaften, ferner seit der Veröffentlichung Kennellys die Benutzung vereinfachter Schaltungen für einwellige Ströme.

Neu dagegen ist bei den Sprechversuchen die Ausdehnung des Vergleiches nicht nur auf die Lautstärke, sondern auch auf die Klangfarbe, demnach die gleichzeitige Berücksichtigung der Dämpfung, Charakteristik und Verzerrung, und das dazu benutzte Mittel, nämlich die Anpassung des Ersatzleiters an mehrwellige Ströme im Bereiche der für die Telephonie wichtigen Frequenzen.

Aus den Eigenschaften des Ersatzleiters können durch Rechnung die Werte des βl für die verschiedenen Frequenzen gefunden werden; sie beziehen sich nicht auf eine bestimmte Länge eines willkürlichen Vergleichsleiters, sondern ergeben sich als reine Zahlen.

Andererseits kann man für eine Leitung, deren Charakteristik bekannt ist, und deren βl in seiner Abhängigkeit von der Frequenz in einem bestimmten Bereiche gegeben ist, den Ersatzleiter durch Rechnung finden.

Indem wir nun im einzelnen zur Besprechung des Ersatzleiters für Fernsprechleitungen übergehen, haben wir zunächst die Eigenart der telephonischen Übertragung zu betrachten. Bei einer Kraftübertragung im engeren Sinne haben wir andauernde Wechselströme mit einer im wesentlichen unveränderlichen Grundfrequenz, zu der je nach den Eigenschaften der Leitungen und der angeschlossenen Apparate bestimmte harmonische Frequenzen hinzutreten können, so nach Kennellys Angaben bei Drehstrom-

leitungen die 5., 7. und 11. Bei einer telephonischen Übertragung dagegen handelt es sich um veränderliche Ströme, die sich zwar in jedem Augenblick, soweit die Vokale und einige andauernde Konsonanten, s, r, l, in Betracht kommen, als Wellenzüge einer bestimmten Grundfrequenz mit einer Reihe höherer Harmonischen auffassen lassen, die aber in kurzen Zeiträumen in allen Frequenzen sehr schnell wechseln. Dazu kommen noch Stromimpulse für die stummen Konsonanten, die nicht ausgesprochen periodische Vorgänge sind.

Es entsteht nun die Frage, welche Periodenzahlen für die Übertragung der menschlichen Sprache die wichtigsten sind. Dafür liegen Versuche vor von COHEN und SHEPHERD[1]) und von DEVAUX-CHARBONNEL[2]). Die des letzteren sind am einfachsten zu übersehen. Er geht aus von der Beobachtung, daß man zwischen zwei Fernsprechapparaten, die durch 100000 Ohm in Form von Widerständen verbunden sind, keine deutliche Unterhaltung mehr führen kann. Statt der induktionsfreien Widerstände benutzt er das eine Mal eine veränderliche Selbstinduktionsspule, das andere Mal einen veränderlichen Kondensator. Jene scheidet bei einer gewissen Größe der Induktivität die oberen Frequenzen praktisch aus, da für sie der Widerstand über 100000 Ohm wächst, dieser dagegen läßt, wenn seine Kapazität unter eine gewisse Grenze sinkt, die niederen Frequenzen nicht mehr durch, für die der Betrag $1/aK$ größer als 100000 Ohm ist. Auf diese Weise fand er, daß die Wellen mit 800 bis 1200 Perioden in der Sekunde für die Möglichkeit des Fernsprechens am wesentlichsten sind.

COHEN und SHEPHERD benutzten zu diesen Feststellungen hoch mit Induktivität belastete Leitungen, die auch die Eigentümlichkeit haben, bestimmte Frequenzen nicht mehr durchzulassen, und fanden im wesentlichen dieselben Grenzen.

Diese Versuche stellen also ungefähr an der Grenze der Sprechmöglichkeit fest, welche Frequenzen die wichtigsten sind. Mit den künstlichen Leitungen, von denen hier die Rede ist, haben wir zahlreiche vergleichende Sprechversuche angestellt,

---

[1]) Journ. Inst. El. Eng. 39, 511, 1907.
[2]) Lum. électr. (2) 3, 323, 1908.

bei denen die Lautstärke der Sprache noch in dem Bereich der praktischen Verständigung lag; sie führten, wie vorweg bemerkt werde, zu einer mittleren Frequenz, die mit den Versuchen anderer gut übereinstimmt.

Ehe wir nunmehr auf Einzelheiten eingehen, ist es erforderlich, die Theorie der Vergleichsschaltung kennen zu lernen. Die vorher angegebene Gleichung für den Verlauf von Wechselströmen in einer Leitung geht, wenn man nur die Vorgänge am Anfang und am Ende ins Auge faßt, in die Form über:

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{V}_a &= \mathfrak{V}_e \frac{e^{\gamma l} + e^{-\gamma l}}{2} + \mathfrak{Z}\mathfrak{J}_e \frac{e^{\gamma l} - e^{-\gamma l}}{2} \\ \mathfrak{J}_a &= \mathfrak{J}_e \frac{e^{\gamma l} + e^{-\gamma l}}{2} + \frac{\mathfrak{V}_e}{\mathfrak{Z}} \frac{e^{\gamma l} - e^{-\gamma l}}{2} \end{aligned}\right\} \quad 2)$$

die wir abgekürzt schreiben:

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{V}_a &= \mathfrak{A}\mathfrak{V}_e + \mathfrak{B}\mathfrak{J}_e \\ \mathfrak{J}_a &= \mathfrak{A}\mathfrak{J}_e + \mathfrak{C}\mathfrak{V}_e \end{aligned}\right\} \quad 3)$$

wobei wir bemerken, daß

$$\mathfrak{A}^2 - \mathfrak{B}\mathfrak{C} = 1 \quad 4)$$

ist.

Der Vergleichsapparat besteht nun aus einer Anzahl von Wechselstromwiderständen, die nach Fig. 1 geschaltet sind. Man erhält dafür folgende Beziehungen:

$$\mathfrak{V}_a = \mathfrak{V}_e + \mathfrak{R}\mathfrak{J}_e + \mathfrak{R}\left(\mathfrak{J}_e + \frac{\mathfrak{V}_e + \mathfrak{R}\mathfrak{J}_e}{\mathfrak{W}}\right),$$

worin die drei Posten die am Ende bestehende Spannung und die Spannungsabfälle in den einzelnen Teilen der Anordnung darstellen. Man hat ferner

$$\mathfrak{J}_a = \mathfrak{J}_e + \frac{\mathfrak{V}_e + \mathfrak{R}\mathfrak{J}_e}{\mathfrak{W}}.$$

In anderer Ordnung lauten diese Gleichungen:

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{V}_a &= \mathfrak{V}_e \frac{\mathfrak{R} + \mathfrak{W}}{\mathfrak{W}} + \mathfrak{J}_e \mathfrak{R} \frac{\mathfrak{R} + 2\mathfrak{W}}{\mathfrak{W}} \\ \mathfrak{J}_a &= \mathfrak{J}_e \frac{\mathfrak{R} + \mathfrak{W}}{\mathfrak{W}} + \frac{\mathfrak{V}_e}{\mathfrak{W}} \end{aligned}\right\} \quad 5)$$

Der Form nach stimmt dieses System mit dem der Gleichung 3) überein, auch erfüllen die Koeffizienten die Bedingung 4). Für

eine bestimmte Frequenz ersetzt also die Schaltung nach Fig. 2 die Leitung, wenn

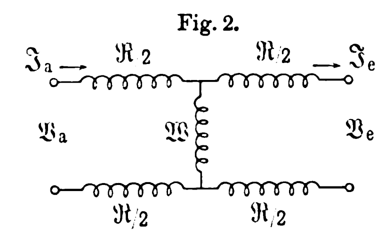
$$\left.\begin{aligned} \frac{\mathfrak{R} + \mathfrak{W}}{\mathfrak{W}} = \frac{e^{\gamma l} + e^{-\gamma l}}{2} = \mathfrak{A} \\ \mathfrak{R}(\mathfrak{R} + 2\mathfrak{W}) = \mathfrak{Z}^2 \end{aligned}\right\} \qquad 6)$$

ist. Der Zusammenhang der Größen γ und $\mathfrak{Z}$ der Leitung einerseits mit denen der Ersatzleitung, $\mathfrak{R}$ und $\mathfrak{W}$ ist eindeutig.

Diese Beziehungen sind mit den von Herrn KENNELLY aufgestellten identisch, und er gibt für eine gewisse Starkstromleitung die Zahlenwerte der Größen $\mathfrak{R}$ und $\mathfrak{W}$ für bestimmte Periodenzahlen an.

Die Sprechversuche, zu denen wir jetzt übergehen wollen, und die seinerzeit Herr Dr. HAUPT, damals wissenschaftlicher Hilfsarbeiter im Telegraphen-Versuchsamt, mit großer Sorgfalt durchgeführt hat, gingen von der Überlegung aus, daß man die für die Telephonie wichtigsten Frequenzlagen dadurch am besten herausfinden könnte, wenn man nebeneinander zwei Übertragungen möglichst verschiedenen Charakters unter dem Gesichtspunkte verglich, daß beidemal ein gelesener Text gleich gut verstanden werden konnte.

Fig. 2.



Zu diesem Zwecke wurde eine Schaltung nach Fig. 2 aufgebaut, in der die $\mathfrak{R}$ induktionsfreie Widerstände R waren, während in die Brücke einmal ein induktionsfreier Widerstand W, das andere Mal ein Kondensator K gelegt wurden. Die Größe γ ergibt sich aus dem Bruche $(\mathfrak{R} + \mathfrak{W})/\mathfrak{W}$, der im ersten Falle gleich $(R + W)/W$, im zweiten dagegen gleich

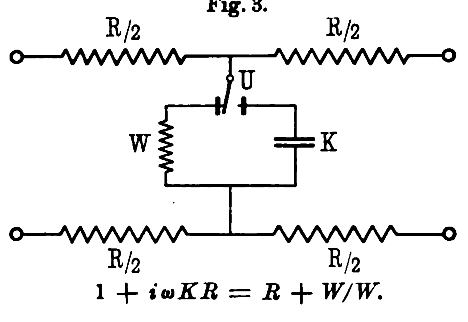
$$\left(R + \frac{1}{i\omega K}\right) \Big/ \frac{1}{i\omega K}$$

oder gleich $1 + i\omega KR$ ist. Man erkennt ohne weiteres, daß im ersten Falle γ von ω unabhängig ist. Mit lauter induktionsfreien Widerständen bildet man also eine gewisse Leitung nach, deren Dämpfung für alle Frequenzen gleich ist. Da der Kondensator im zweiten Falle höhere Frequenzen leichter durchläßt als

niedrigere, so erkennt man, daß bei der Schaltung mit Kondensator eine andere Leitungsart nachgebildet wird, die die höheren Frequenzen stärker dämpft.

Der in Fig. 3 angegebene Umschalter U wurde durch einen Motor in Zeiträumen von etwa zehn Sekunden hin und her bewegt, und während von einem fernen Zimmer her ein Helfer dauernd einen Text las, stellte man für einen gewählten Wert des Kondensators den Widerstand W so ein, daß man den Text in jeder Lage gleich deutlich verstand.

Fig. 3.



$1 + i\omega KR = R + W/W.$

Man wird bei einer so sehr subjektiven Einstellung starke Unterschiede erwarten können; trägt man indessen zusammengehörige Werte von W und K in Kurven auf, so zeigen diese einen recht regelmäßigen Verlauf.

Wenn es sich um einwellige Ströme handelte, so würde man in beiden Fällen dieselbe Dämpfung haben, wenn

$$\mathrm{mod}\,(1 + i\,\omega\,KR) = \frac{R+W}{W}. \tag{7}$$

Berechnet man, für welche Frequenz dies der Fall wäre, so ergeben sich Zahlen, die bei den meisten der Versuche in ziemlich engen Grenzen liegen. Als Beispiel diene folgende Tabelle für $R = 2000$:

	Männerstimme		Frauenstimme	
K	W	ω	W	ω
1,0	260	4330	185	5900
1,5	170	4250	140	5100
2,0	110	4800	88	5930
2,5	90	4650	80	5200
3,0	77	4500	62	5550
4,0	—	—	45	5700

Die mittlere Frequenz wechselt mit den Sprechenden und liegt für eine Frauenstimme im Durchschnitt der Versuche etwas,

wenn auch nur wenig höher als für Männerstimmen. Sie scheint sich auch mit der Charakteristik der Leitungen, für die hier R wesentlich bestimmend ist, etwas zu ändern.

Es würde zu weit führen, auf die Ergebnisse dieser Versuche im einzelnen einzugehen; wir schlossen daraus, daß man mit etwa $\omega = 5000$ als mittlerer Frequenz zu rechnen hat, und daß daneben noch die Frequenzen von 4000 bis 7000 als wichtig in Betracht kommen.

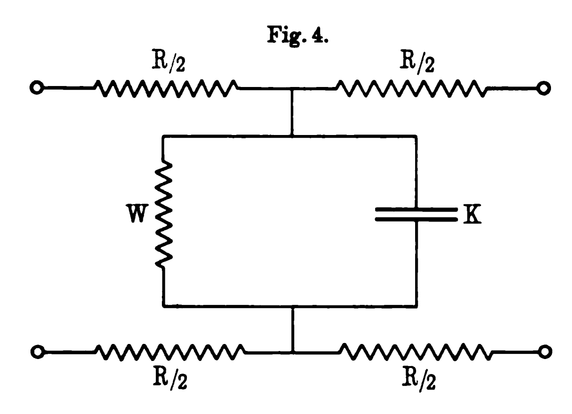
Als die schon erwähnten Sprechversuche im Wernerwerk begannen, verglichen wir, in der Annahme, daß das Pupinkabel eine von der Frequenz unabhängige Dämpfung habe[1]), verschiedene Längen des Pupinkabels mit einer Schaltung aus induktionsfreien Widerständen, bei der $R = 1000$ und W der Länge angepaßt war. Auf diese Art erhält man wenigstens für größere βl eine Leitung von der Charakteristik 2000, gleich der der Pupinleitung. Es zeigte sich aber sofort, daß die Übertragung über beide Leitungen erheblich verschieden war, woraus sich ergab, daß die Dämpfung der Pupinleitung mit der Frequenz größer wurde. Die Ersetzung der induktionsfreien Brücke W durch einen Kondensator ergab dagegen eine Übertragung, die dumpfer war als die über die Pupinleitung, und nunmehr begannen die Versuche, die beiden Übertragungen so genau wie möglich einander gleich zu machen.

Die Versuche wurden in der Weise ausgeführt, daß durch vier Telegraphenrelais, deren Anker gleichzeitig bewegt werden, die Sprechapparate augenblicklich von einer Leitung auf die andere umgelegt wurden. In die Brücke des Vergleichsapparates wurden in Parallelschaltung ein veränderlicher Widerstand W und ein Kondensator K gelegt (Fig. 4); der letztere zuerst noch mit einem vorgeschalteten Widerstand, der aber bald als entbehrlich erkannt wurde. Die Einstellung ging zunächst darauf aus, die Lautstärke gleich zu machen. War dann etwa die Übertragung auf dem Vergleichsapparat dumpfer als auf dem Kabel, so wurde der Kondensator etwas verkleinert, und die eintretende Erhöhung der Lautstärke durch Verkleinerung des Widerstandes wieder ausgeglichen. Solche Versuche wurden häufig wiederholt, von ver-

[1]) DOLEZALEK u. EBELING, l. c., S. 1060.

schiedenen Personen vorgenommen, und die Einstellungen wurden nach und nach so verbessert, daß schließlich die Übertragung über beide Leitungen vollkommen gleich erschien. Es zeigte sich hierbei, daß hauptsächlich bei nicht sehr großer Lautstärke das Ohr für Unterschiede im Klange so empfindlich ist, daß Übertragungen über Leitungen verschiedener Verzerrung nicht gut verglichen werden können. Bei kräftigerer Sprache fallen diese Unterschiede weniger ins Gewicht. Ich hoffe indessen nachher durch die Vorführung zeigen zu können, daß bei einem βl etwa gleich dem von 43 km englischen Standardkabels, nämlich $\beta l = 3$,

Fig. 4.



sehr bemerkenswerte Unterschiede zwischen Leitungen verschiedener Verzerrung bestehen. Leider ist es nicht möglich, die vollkommene Übereinstimmung des Pupinkabels mit seiner Nachbildung hier vorzuführen, weil die Heranschaltung dieses Kabels so viel gewöhnliches Fernsprechkabel erfordert hätte, daß dieses schließlich die Art der Übertragung bestimmen würde.

Nach dem Ergebnis dieser Sprechversuche ist man in der Lage, die Dämpfung des Pupinkabels für verschiedene Frequenzen und das Maß seiner Verzerrung zu bestimmen. Was die Charakteristik betrifft, so ist diese, wie die Versuche zeigten, von den drei Größen die am wenigsten wichtige, in dem Sinne, daß sie nur angenähert, innerhalb 10 Proz. richtig zu sein braucht. Da die der Pupinleitung als 2000 bekannt war, haben wir bei den Versuchen $R = 2000$ fest gewählt. Die anderen Größen waren folgende:

km	W	K
143	500	0,85
168	350	1,40
191	200	2,40

Man kann aus den drei Größen R, W, K das βl der Ersatzleitung für die verschiedenen Frequenzen berechnen. Die für die verschiedenen geprüften Längen sich ergebenden Zahlen der gleichen Frequenz müssen der Länge proportional sein.

Es ergibt sich folgende Tabelle:

ω	143	168	191 km
3000	2,62	3,07	3,58
4000	2,83	3,26	3,78
5000	2,98	3,43	3,96
6000	3,13	3,58	4,12
7000	3,25	3,71	4,25
8000	3,36	3,83	4,38

Die Proportionalität ist hinreichend gut vorhanden. Aus der graphischen Auftragung findet man, daß der aus den elektrischen Eigenschaften der Pupinleitung berechnete Wert des βl jeweils bei den Frequenzen 5100, 5400, 5200 erreicht wird. Daher wird nunmehr in genügender Übereinstimmung mit den früheren Sprechproben $\omega = 5200$ als mittlere Frequenz zur Berechnung der Ersatzleitung zugrunde gelegt werden.

Um die Abhängigkeit des β von der Frequenz darzustellen, wurde aus den obigen Zahlen das Mittel für jede Frequenz und 100 km Länge gebildet; rechnet man alle Mittel auf den Wert 1,00 für $\omega = 5200$ um, so ergibt sich folgende Abhängigkeit des β von ω:

ω	3000	4000	5000	6000	7000	8000
β	0,888	0,941	0,988	1,030	1,066	1,098

Diese Abhängigkeit des β ist für die vorliegende Leitung charakteristisch. Es dürfte sich empfehlen, für die Verzerrung ein Maß anzugeben. Man sieht, daß bei diesem Kabel der Wert

des β sich zwischen 3000 und 4000 um mehr ändert als zwischen 7000 und 8000. Gleichwohl wird es bei den Leitungen der Praxis genügen, die Verzerrung aus den Werten an den Grenzen $\omega = 4000$ und $\omega = 7000$ zu bestimmen. Nennt man die Werte des β bei diesen Frequenzen β_1 und β_2, so stellt

$$\varDelta = \frac{2}{3} \frac{\beta_2 - \beta_1}{\beta_2 + \beta_1}$$

das mittlere Verhältnis der Änderung des β zu seinem mittleren Werte für eine Änderung des ω um 1000 dar. Für diese Pupinleitung ist also

$$\varDelta = 0{,}042$$

das Maß der Verzerrung.

Der Erfolg des beschriebenen Versuches lehrt, daß man die Übertragung der Sprache über eine gegebene Leitung durch die genannte einfache Schaltung praktisch vollkommen nachbilden kann. An diesem Ergebnis ist in theoretischer Hinsicht am auffälligsten, daß die Nachbildung der Amplituden genügt, während eine Nachbildung der Phasenänderung mit dieser Anordnung ausgeschlossen ist. Infolge des hohen Wertes, den das Produkt $\sqrt{KL}$ für 1 km des Pupinkabels hat, nämlich etwa $7 \cdot 10^{-5}$, erfährt beispielsweise eine Welle mit der Frequenz $\omega = 5000$ schon auf je 18 km des Kabels eine Phasenänderung um 360°, die anderen Frequenzen je nachdem größere und kleinere. Bei der Nachbildung dagegen beträgt die Phasendifferenz zwischen Anfang und Ende der Leitung bei allen Wellen nur wenige Grade. Daraus geht hervor, daß es für die Sprachempfindung auf die Phasen der einzelnen übertragenen Wellen gar nicht ankommt. Überlegt man allerdings, daß bei einer unmittelbaren Aufnahme gesprochener Worte die Wellen mit der Frequenz $\omega = 5000$ schon auf je 41,4 cm Weg in Luft eine Gangdifferenz von 360° haben, und daß die Sprachempfindung innerhalb mehrerer Meter von dem Abstande des Sprechenden vom Hörenden gar nicht abhängt, so ist das Ergebnis des Versuches an den Leitungen weniger auffallend. Für die Aufgabe, eine Ersatzleitung für irgend eine gegebene zu berechnen, enthält es aber die wichtige Folgerung, daß es nur auf die Hervorbringung von Wellen mit gleichen Amplituden ankommt.

*

In Formelzeichen heißt dies, daß R, W und K so berechnet werden sollen, daß der Modul der Größe $(R + \mathfrak{W})/\mathfrak{W}$, wo $\mathfrak{W}$ der kombinierte Widerstand von W und K ist, denselben Wert habe, wie der Modul der Größe $\frac{1}{2}(e^{\gamma l} + e^{-\gamma l})$ für die nachzubildende Leitung. Ferner sind die Charakteristiken beider Leitungen dem Betrage nach gleich zu machen. Endlich soll die Übereinstimmung der Dämpfungen nicht nur für eine Frequenz, sondern für einen gewissen Bereich, von $\omega = 4000$ bis $\omega = 7000$ stattfinden.

Ist diese Aufgabe gelöst, so kann man jede Leitung von gegebener Dämpfung, Charakteristik und Verzerrung nachbilden.

Wir besprechen näher die Lösung, bei denen die Größe der Verzerrung es noch erlaubt, die Vergleichsleitung nach der beschriebenen Anordnung auszuführen.

Wenn $\frac{1}{2}(e^{\gamma l} + e^{-\gamma l}) = \mathfrak{A}$ gesetzt wird, so findet man

$$e^{\gamma l} = e^{\beta l}(\cos \alpha l + i \sin \alpha l) = \mathfrak{A} + \sqrt{\mathfrak{A}^2 - 1}. \qquad 8)$$

Im Falle der Ersatzleitung ist

$$\mathfrak{A} = \frac{R + \mathfrak{W}}{\mathfrak{W}} \quad \text{und} \quad \mathfrak{W} = \frac{W}{1 + i \omega K W},$$

also

$$\mathfrak{A} = \frac{R + W}{\mathfrak{W}} + i \omega K R = a + i \omega b.$$

Führt man dies in 8) ein und trennt das Reelle vom Imaginären, so erhält man die beiden Gleichungen:

$$e^{2\beta l} \cos 2\alpha l - 2 a e^{\beta l} \cos \alpha l + 2 b \omega e^{\beta l} \sin \alpha l + 1 = 0,$$
$$e^{\beta l} \sin \alpha l \cos \alpha l - a \sin \alpha l - b \omega \cos \alpha l = 0.$$

Man findet hieraus:

$$\cos \alpha l = \frac{2 a e^{\beta l}}{e^{2\beta l} + 1}$$

$$\sin \alpha l = \frac{2 b \omega e^{\beta l}}{e^{2\beta l} - 1}.$$

Daraus erhält man eine Gleichung, in der αl nicht mehr vorkommt, das nach den vorhergehenden Ausführungen für die Nachbildung gleichgültig ist, in der Form

$$\frac{4 a^2 e^{2\beta l}}{(e^{2\beta l} + 1)^2} + \frac{4 \omega^2 b^2 e^{2\beta l}}{(e^{2\beta l} - 1)^2} = 1. \qquad 9)$$

Unbekannt sind hierin die Größen a und b, die Funktionen der drei vorläufig unbekannten Größen R, W und K sind. Bei vor-

geschriebenem βl bleiben für diese drei Größen noch zwei Freiheitsgrade. Einer dient dazu, wie wir später sehen werden, die Charakteristik der Nachbildung gleich derjenigen der Leitung zu machen; den verbleibenden kann man also benutzen, um der Veränderlichkeit des βl mit ω Rechnung zu tragen. Man sieht hieraus, daß man die Dämpfungen für zwei Frequenzen gleich machen kann. Will man eine noch größere Übereinstimmung, so hat man die Zahl der zu bestimmenden Stücke zu vermehren. Da der Versuch aber zeigt, daß die Nachbildung mit den drei Elementen völlig gelingt, brauchen wir auf diese Frage nicht näher einzugehen. a und b bestimmen sich also aus folgenden Gleichungen:

$$\left.\begin{aligned} a^2 \frac{4 e^{2\beta_1 l}}{(e^{2\beta_1 l} + 1)^2} + b^2 \frac{4\omega_1^2 e^{2\beta_1 l}}{(e^{2\beta_1 l} - 1)^2} = 1 \\ a^2 \frac{4 e^{2\beta_2 l}}{(e^{2\beta_2 l} + 1)^2} + b^2 \frac{4\omega_2^2 e^{2\beta_2 l}}{(e^{2\beta_2 l} - 1)^2} = 1 \end{aligned}\right\} \qquad 10)$$

worin ω_1 und $\beta_1 l$ sowie ω_2 und $\beta_2 l$ je zwei zusammengehörige Werte bedeuten.

Um feinere Unterschiede in der Übertragung auffassen zu können, ist es erfahrungsgemäß notwendig, den ankommenden Strom nicht zu stark zu wählen; es empfiehlt sich, Leitungen mit einem βl von 2 und mehr zu solchen Versuchen zu benutzen. Für solche Fälle vereinfachen sich die Gleichungen 10), indem man annähernd schreiben kann:

$$\left.\begin{aligned} a^2 + \omega_1^2 b^2 = \frac{1}{4} e^{2\beta_1 l} \\ a^2 + \omega_2^2 b^2 = \frac{1}{4} e^{2\beta_2 l} \end{aligned}\right\} \qquad 11)$$

Aus den nach Gleichung 10) oder 11) bestimmten Größen a und b findet man:

$$W = \frac{R}{a-1}, \; K = \frac{b}{R}, \qquad 12)$$

worin noch R zu wählen ist. Es ergibt sich aus der Charakteristik, und es soll

$$\text{mod}\, \mathfrak{Z}^2 = \text{mod}\, R(R + 2\mathfrak{W})$$

sein. Setzt man $\mathfrak{W} = \dfrac{W}{1 + i\omega K W}$ ein und für W und K die

Werte nach 11), so erhält man, wenn Z den Modul von $\mathfrak{Z}$ bezeichnet,

$$\left(\frac{Z}{R}\right)^2 = \left(1 + \frac{2(a-1)}{(a-1)^2 + \omega^2 b^2}\right)^2 + \left(\frac{2\omega b}{(a-1)^2 + \omega^2 b^2}\right)^2. \quad 13)$$

Die Charakteristik kann also nur für eine Frequenz nachgebildet werden. Es stellt sich aber beim Versuch heraus, daß der Unterschied der Übertragung bei Leitungen mit etwas verschiedener Charakteristik nicht sehr erheblich ist, und daher genügt es, R aus Z für eine mittlere Frequenz zu bestimmen.

Nach diesen Angaben ist also die Aufgabe gelöst.

Übersteigt die Verzerrung ein gewisses Maß, so findet man bei der beschriebenen Schaltung keine reellen Werte für a und b, und man muß sich nach einer anderen Anordnung umsehen. Man kann eine beträchtliche Verzerrung dadurch nachbilden, daß man in die Brücke der H-Schaltung eine Selbstinduktionsspule L in Reihe mit einem Kondensator K legt. Die Gleichungen werden für diesen Fall allerdings so kompliziert, daß man zweckmäßig angenäherte Lösungen für die Werte von K und L sucht. Wir wollen deshalb hierauf nicht näher eingehen; ich werde noch auf Leitungen solcher Art zurückkommen.

Wir kommen nun zu der praktischen Ausführung der Apparate. Die einfachste Form ist offenbar die nach der Schaltung (Fig. 4) mit veränderlichen Widerständen und Kondensatoren. Man braucht dann eine Tabelle, wie etwa die folgende, für eine Freileitung mit $Z = 600$ Ohm und einer Verzerrung von 0,022, entsprechend den wirklichen Verhältnissen.

Vergleichsschaltung für oberirdische Leitungen:

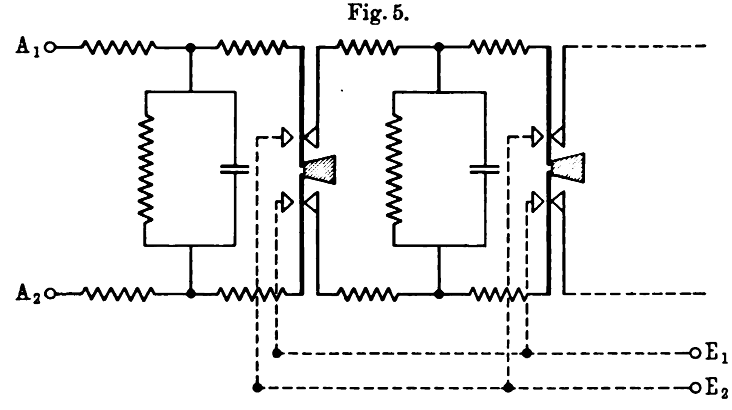
βl	R	W	K
2,0	470	205	0,71
2,5	522	124	1,21
3,0	552	74,5	2,02
3,5	572	46,5	3,48

Diese Anordnung ist für das Laboratorium offenbar sehr geeignet, da man mit wenigen Apparaten alle möglichen Leitungen nachbilden kann; sie eignet sich ferner, um an einer Leitung

ähnlich wie an dem Pupinkabel eine Bestimmung der Dämpfung und Verzerrung zu machen. Nach einer mündlichen Mitteilung des Herrn Dr. EBELING hat er ein ausgelegtes Pupinkabel mit dem Versuchskabel in der Weise verglichen, daß unter Vergleichung mit dem ausgelegten Kabel die Werte W und K der H-Schaltung durch den Versuch bestimmt wurden, und diese dann wieder mit bestimmten Längen des Versuchskabels verglichen wurde.

Zum allgemeinen Gebrauche für solche Zwecke eignen sich aber mehr fertige Schaltungen, bei denen man leicht von einem Werte des βl zu einem anderen übergehen kann; sie gelten aller-

Fig. 5.



dings nur für eine bestimmte Art Leitung mit gegebener Charakteristik und Verzerrung.

Wenn man nun bei der Schaltung nach Fig. 4 bliebe, so hätte man beim Übergang von einem βl auf ein anderes gleichzeitig R, W und K zu ändern, was sehr schwierige Konstruktionen erfordern würde. Deshalb sind die fertigen Schaltungen so ausgeführt worden (Fig. 5), daß jede Stufe des βl für sich nachgebildet wurde; die so entstehenden Leitungsstücke werden dann nach Bedarf miteinander verbunden.

Der eine Sprechapparat liegt zwischen A_1 und A_2, der andere zwischen E_1 und E_2. Zwischen den einzelnen Abteilungen, die man an dem H-Schema der Widerstände erkennt, liegen Schalter, durch die man einen beliebigen Teil der Anordnung zwischen die Sprechapparate schalten kann; es wird vorausgesetzt, daß jede

Taste in die gezeichnete Ruhelage zurückgeht, wenn irgend eine andere niedergedrückt wird.

Einen sehr hübschen Apparat dieser Art hat die Akt.-Gesellschaft Siemens & Halske herstellen lassen, die durch Herrn Dr. Ebeling diese Versuche mit der größten Liebenswürdigkeit unterstützt hat, wofür ich ihr hiermit verbindlichst danke. Dieser Apparat (Fig. 6), in den Abmessungen von 21.21.17 cm und einem Ge-

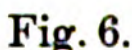
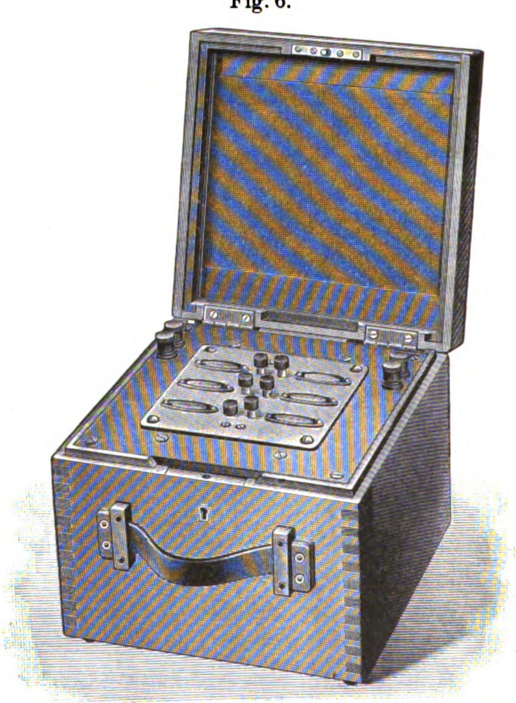


Fig. 6.



wicht von nur 4 kg, bildet von $\beta l = 2{,}0$ bis zu $\beta l = 4{,}5$ in Stufen von 0,5 das schon erwähnte Pupinkabel in Längen von etwa 95 bis 215 km nach. Es sei hervorgehoben, daß nach den Ergebnissen der Sprechversuche, die an der einfachen Schaltung (Fig. 4) stattfanden, die einzelnen Teile mit $\beta l = 2$ und mit $\beta l = 0{,}5$ berechnet wurden, und daß der zusammengesetzte Apparat, ohne Änderungen an den Kapazitäten und Widerständen zu erfordern, genau dieselbe Übertragung in den einzelnen Stufen liefert,

wie das wirkliche Kabel in den zugehörigen Längen. Auf dem inneren Deckel befinden sich 6 Knöpfe für die 6 Stufen; durch Drücken auf einen davon schaltet man das daneben verzeichnete βl ein; drückt man einen anderen, so löst sich der vorige von selbst.

Nach demselben Prinzip haben wir einen Vergleichsapparat für oberirdische Leitungen angefertigt, der ebenfalls ein βl von 2,0 aufwärts in Stufen von 0,5 nachbildet. Mit diesem wurden an langen zusammengeschalteten Fernsprechleitungen Dämpfungsbestimmungen vorgenommen, indem die Werte des Vergleichsapparates bestimmt wurden, bei denen die Verständigung schlechter und besser als bei der wirklichen Leitung war, unter Abschätzung des βl auf ein Zehntel.

Man erhielt folgende Ergebnisse:

Drahtstärke 3 mm		
Länge	βl	β
540	2,7	0,0050
730	3,8	0,0052
830	4,0	0,0048
900	4,5	0,0050

Aus Widerstand, Kapazität und Induktivität der Leitung erhält man für β den Wert 0,0047; der Unterschied gegen den Mittelwert 0,0050 erklärt sich, wenn man einen Isolationswiderstand von 1 Megohm für 1 km annimmt.

Bei 4 mm starken Leitungen von 830 bis 1530 km Länge ergab sich mit großer Gleichmäßigkeit der Wert 0,0031 für β, gegen den unter gleichen Annahmen wie oben berechneten von 0,0028; bei 4,5 mm starken Leitungen von 1310 bis 1800 km fand man 0,0028 gegen 0,0023. Bei so starken Leitern wird schon der Skineffekt merklich, der neben der Ableitung über die Isolationsfehler die Dämpfung vergrößert.

Die Ergebnisse solcher Sprechversuche stehen also mit den wirklichen Werten in gutem Einklang.

Während ich bisher die Dienste besonders hervorgehoben habe, die der Apparat der Fernsprechtechnik leisten kann, möchte ich mir jetzt noch den Hinweis darauf erlauben, daß er auch für physikalische Untersuchungen dienstbar gemacht werden könnte,

da er es ermöglicht, eine Sprachübertragung bestimmten berechenbaren Veränderungen zu unterwerfen und das Ergebnis mit der unveränderten oder irgend einer anderen Form der Übertragung zu vergleichen. Da man die Sprechversuche stets so anstellt, daß dieselben Sprech- und Hörapparate von der einen der untersuchten Leitungen auf die andere umgeschaltet werden, so fallen beim Vergleich zweier Leitungen diejenigen Änderungen im Klang der Sprache heraus, welche durch das Mikrophon und das Telephon hervorgebracht werden. Da man auch die Charakteristiken der zu vergleichenden Leitungen gleich machen kann, so bleibt die Übertragung der verschiedenen Frequenzen praktisch nur von dem Faktor $\mathfrak{A}$, dem Dämpfungsfaktor, abhängig, der bei den Vergleichsapparaten den Wert

$$\mathfrak{A} = \frac{R + \mathfrak{W}}{\mathfrak{W}}$$

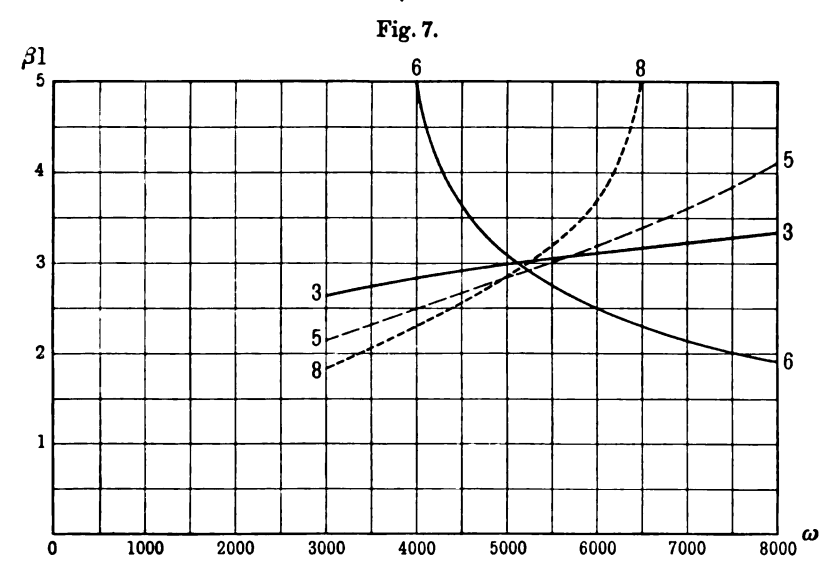
hat. Bei erheblichen Werten des βl, wie sie sich zu Vergleichen am besten eignen (etwa 2 bis 3), unterscheidet sich R nur wenig von Z; das einzige veränderliche Element ist dann also der Scheinwiderstand in der Brücke.

Durch dessen Wahl kann man eine große Zahl verschiedenartiger Verzerrungen der Sprache hervorbringen, und zwar nicht nur solche, die auf natürlichen Leitungen vorkommen, sondern auch ganz anders geartete. Wenn man z. B. in die Brücke statt eines Kondensators und Widerstandes eine Spule mit Selbstinduktion legt, so läßt diese die niedrigen Frequenzen leichter durch als die höheren; am Ende der Leitungen sind also die niedrigen Frequenzen mehr geschwächt als die höheren, und es wird also das Entgegengesetzte von dem bewirkt, was auf wirklichen Leitungen geschieht. Durch Zufügen von Kondensatoren in Reihe mit der Spule kann man die Unterschiede noch vergrößern.

Auf diese Weise ist für die Vorführung eine Reihe von künstlichen Leitungen hergestellt worden, die alle für eine Frequenz von nahezu 5000 dasselbe $\beta l = 3$ haben, auch die gleiche Charakteristik, aber sich durch die verschiedene Verzerrung unterscheiden. Fig. 7 stellt die Kurven ihrer βl in der Abhängigkeit von ω dar. Die beigesetzten Ziffern beziehen sich auf die nachstehende Aufzählung.

Außerdem sind für heute in den Hörsaal zwei wirkliche Leitungen eingeführt worden, nämlich eine oberirdische Fernsprechleitung von 485 km Länge mit einer Charakteristik von ungefähr 560 und einem βl von etwa 3,0; dann ein 40 km langes gewöhnliches Fernsprechkabel mit einer Charakteristik, bei $\omega = 5200$ von 620 und einem $\beta l = 3$.

Fig. 7.



Im ganzen haben wir 8 Leitungen verschiedener Art zur Verfügung, an denen nachher Sprechproben gemacht werden können, nämlich:

1. Die oberirdische Leitung.
2. Das Fernsprechkabel.
3. Das künstliche Pupinkabel.
4. Eine künstliche oberirdische Leitung.
5. Eine künstliche Eisenleitung.
6. und 7. Leitungen mit extremer Verzerrung; die erstere unterdrückt die Frequenzen bei $\omega = 4000$, die andere die bei $\omega = 7000$.
8. Eine Leitung ohne Verzerrung mit stufenweise veränderlichem β und $Z = 2000$.

Absorptions- und Umkehrerscheinungen in leuchtendem Wasserstoff;

von A. Pflüger.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 4. März 1910.)
(Vgl. weiter unten.)

Vor einiger Zeit habe ich gezeigt[1]), daß leuchtender Wasserstoff diejenigen Wellenlängen, die er emittiert, auch absorbiert. Damit und durch die gleichzeitigen Untersuchungen von Küch und Retschinsky[2]) über leuchtenden Quecksilberdampf war die allgemeine Annahme, daß dem so sein müsse, entgegen einem Versuch von Cantor[3]) experimentell erwiesen. Bei meiner Versuchsanordnung ging die Entladung eines Induktoriums durch zwei in Serie geschaltete, mit verdünntem Wasserstoff gefüllte Rohre, von denen das hintere als „Lichtquelle", das vordere als „Absorptionsgefäß" diente. Unter diesen Umständen (und das ist das Wesentliche der Anordnung) leuchten beide Rohre bei den Entladungsschlägen des Induktoriums zu gleicher Zeit. Für niedrigen Druck, weite Röhren und ohne dem Induktorium parallelgeschaltete Leidener Flaschen, also bei sehr geringer Stromdichte, lag die Absorption unter der photometrisch feststellbaren Beobachtungsgrenze. Nahm man aber enge Röhren (die Lichtquelle eine Kapillarröhre, die Absorptionsröhre von wenigen Millimetern Durchmesser), ferner hohen Druck (mehrere Centimeter) und Leidener Flaschen (also hohes Entladungspotential, schnelle Schwingungen, dementsprechend hohe Stromdichte), so erhielt man dasselbe Resultat wie bei dem bekannten Bogenlampen-Natriumflammenversuch, nämlich eine dunkle Absorptionslinie auf dem hellen Hintergrunde der stark verbreiterten, von der Lichtquelle herrührenden Linie H_α. Der Versuch war einwandfrei, da weder die „Lichtquelle" noch das „Absorptionsrohr" für sich allein unter gleichen Bedingungen Selbstumkehr zeigten.

---

[1]) A. Pflüger, Ann. d. Phys. (4) **24**, 515, 1907.
[2]) R. Küch und T. Retschinsky, ebenda (4) **22**, 852, 1907.
[3]) M. Cantor, ebenda (4) **1**, 462, 1900.

Herr R. LADENBURG [1]) hat diese Versuche mit meiner Versuchsanordnung bei höherer Dispersion wiederholt, meine Resultate bestätigt und außer quantitativen Messungen folgende offenbar nur bei hoher Dispersion beobachtbare Erscheinungen beschrieben [2]):

1. Lichtquelle ein Kapillarrohr, Absorptionsrohr eng, 1 mm Druck. Durch je ein Nicol vor und hinter dem Absorptionsrohr wird die Intensität der Lichtquelle von Null ab vergrößert. Dann beobachtet man anfangs nur die vom vorderen Rohr herrührende Linie hell, verbreitert. Mit wachsender Drehung des Nicols wird das von der Lichtquelle herrührende, infolge des hohen Druckes nahezu kontinuierliche Spektrum sichtbar, und anfangs beobachtet man von den Rändern der Linie her zwei immer breiter werdende Absorptionslinien, also die Mitte hell. Diese helle Mitte wird schmaler und schmaler und schließlich ebenfalls dunkel.

2. Dieselbe Anordnung, vorn 25 mm Druck. Mit Drehung des Nicols taucht in der Mitte der Linie eine sich verbreiternde Absorptionslinie auf, während die Ränder zunächst heller als das kontinuierliche Spektrum bleiben, bis auch hier der ganze Streifen dunkel wird.

Herr LADENBURG sieht nun in diesen Versuchen einen eindeutigen Beweis gegen die Auffassung der Strahlung des Wasserstoffs als Temperaturstrahlung. Er argumentiert so: Wenn die Strahlung E der Linie (im folgenden „Spektralstreifen“ genannt) dem KIRCHHOFFschen Gesetz folgt, so gilt für jede Wellenlänge, wenn A das zugehörige Absorptionsvermögen, e die Emission des absolut schwarzen Körpers ist: $E/A = e$.

Da nun das e des absolut schwarzen Körpers über die Breite des Spektralstreifens praktisch konstant ist, so muß auch für den Spektralstreifen E/A konstant sein, sonst entspräche jeder Wellenlänge innerhalb des Streifens eine andere Temperatur. Unter dieser Annahme könnten die beschriebenen Erscheinungen aber nicht zustande kommen, müßten vielmehr durch variierendes E/A in der vorderen Röhre erklärt werden. Die Notwendigkeit dieser

[1]) R. LADENBURG, Verh. d. D. Phys. Ges. 10, 550, 1908. Jahresber. d. Schles. Ges. f. vaterl. Kultur 1909.
[2]) Verh. d. D. Phys. Ges. 12, 54, 1910.

Variation sucht Herr LADENBURG aus den Anschauungen der Elektronentheorie herzuleiten.

Diese Auffassung hat indessen zur Voraussetzung, daß auch die Strahlung ε der hinteren Kapillarröhre über die Breite des Streifens konstant sei. Das ist aber sicher nicht richtig. Das sogenannte kontinuierliche Spektrum dieser Röhre ist hervorgegangen aus dem Zusammenfließen der stark verbreiterten Linien und besitzt an der Stelle dieser Linien Maxima [1]). Es soll im folgenden gezeigt werden, daß unter diesen Umständen auch bei konstantem E/A der vorderen Röhre die von Herrn LADENBURG beschriebenen Erscheinungen zustande kommen können.

Betrachten wir zunächst eine „Lichtquelle", deren Strahlung wirklich über die Breite des Streifens konstant, und zwar $= \varepsilon$ sei. Die Absorptionsröhre läßt davon durch den Betrag $\varepsilon\,(1-A)$, fügt hinzu eA, also fällt auf den Spalt des Spektrometers die Strahlung

$$E' = \varepsilon(1-A) + eA = \varepsilon + (e-\varepsilon)A = \varepsilon - (\varepsilon - e)A. \qquad 1)$$

A wächst sehr wahrscheinlich von Null an den Rändern des Streifens bis zur Mitte, darf aber nicht größer als 1 werden. Dann unterscheiden wir drei Fälle:

1. $\varepsilon < e$, also $E' > \varepsilon$, d. h. der Streifen erscheint hell auf dem Hintergrunde, mit von den Rändern bis zur Mitte wachsender Helligkeit.

2. $\varepsilon = e$, also $E' = E$, d. h. der Streifen hebt sich nicht vom Hintergrunde ab.

3. $\varepsilon > e$, also $E' < \varepsilon$, d. h. der Streifen erscheint dunkel auf dem Hintergrunde, mit bis zur Mitte wachsender Schwärze (Umkehr).

Wir haben also das Resultat, daß bei konstantem ε und e ein doppeltes Minimum in der Tat nicht auftreten kann. Nehmen wir nun aber an, ε habe die Gestalt eines Berges, e sei konstant. Betrachten wir zunächst die Extremfälle:

1. ε über die ganze Breite des Streifens klein gegen e, d. h. Lichtquelle durch das Nicol stark abgeschwächt. Dann können wir in der Klammer ε gegen e vernachlässigen und bekommen

$$E' = \varepsilon + eA.$$

[1]) Die Herr LADENBURG selbst ausdrücklich als vorhanden erwähnt (vgl. S. 559, 6, 58 der Arbeiten).

Also an den Rändern (wo $A = 0$) $E' = \varepsilon$, dann bis zur Mitte wachsende Helligkeit.

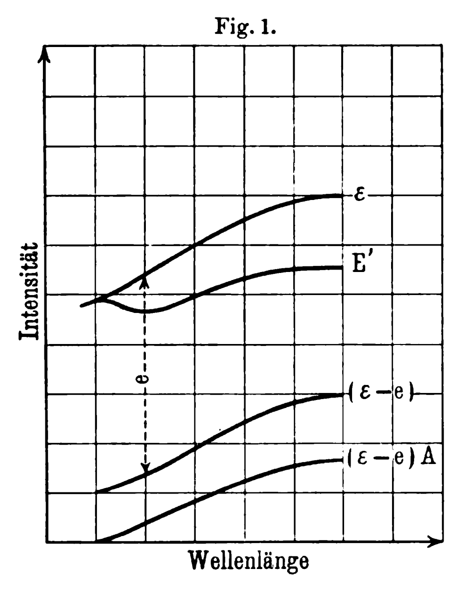
2. ε über die ganze Breite des Streifens groß gegen e, d. h. Lichtquelle nicht abgeblendet. Dann vernachlässigen wir e und bekommen

$$E' = \varepsilon(1 - A),$$

also gegen die Mitte des Streifens wachsende Schwärze (Umkehr).

Wenn aber ε nicht zu sehr verschieden von e ist, dann bekommen wir je nach der Gestalt der Kurven ε und A ganz verschiedene Ergebnisse, darunter auch die von Herrn LADENBURG beobachteten. Man übersieht sie am einfachsten bei graphischer Darstellung. Man zeichne (Fig. 1) eine beliebige Kurve ε und denke sich eine Kurve E', wie bei dem Versuch 1, also zwei Minima, helle Mitte (von den Kurven ist in den Figuren nur die linke Hälfte gezeichnet). Die Differenz der Ordinaten $\varepsilon - E'$ gibt nach 1) die zugehörige Kurve $(\varepsilon - e)A$, die wir mit dem Zirkel abgreifen und auftragen. Nunmehr nehme man einen beliebigen, von ε nicht zu sehr verschiedenen Wert für e, und zeichne die Kurve $(\varepsilon - e)$. Durch Vergleich mit Kurve $(\varepsilon - e)A$ findet man Werte für A, die der Bedingung genügen müssen, vom Rande bis zur Mitte von 0 bis höchstens 1 zu wachsen. Nach einigem Probieren mit der Form der Kurven ε und E' kommt man damit leicht zum Ziel.

Fig. 1.



Mit den so gefundenen Werten von A berechne man die Gestalt der Kurve E' für wachsende Werte von ε (successive Vergrößerung aller Ordinaten von ε im gleichen Verhältnis, entsprechend der Drehung des Nicols). Man wird bei geeigneter Wahl der Kurven finden, daß mit wachsendem ε aus dem ersten

Extremfall (ε klein gegen e, helle Linie auf dunkelm Hintergrunde) zuerst der Fall mit zwei Absorptionslinien sich entwickelt, dann das mittlere Maximum sich abflacht und schließlich Dunkelheit über die ganze Breite des Streifens eintritt.

Damit ist die erste LADENBURGsche Beobachtung auch ohne variierendes E/A erklärt. Nun ist klar, daß das doppelte Minimum auftreten kann, aber nicht aufzutreten braucht, je nach dem Verhältnis der Kurven ε und A. In der Tat lassen sich leicht Kombinationen finden, bei denen zuerst der helle Streifen auf dunkelm Hintergrunde erscheint, mit wachsendem ε ein Minimum in der Mitte auftritt, während die Ränder heller sind als der Hintergrund usf., also die zweite LADENBURGsche Beobachtung.

Wir haben somit erwiesen, daß die LADENBURGschen Beobachtungen sich auch durch konstantes E/A erklären lassen. Damit fallen alle Schlüsse des Herrn LADENBURG, der seine Beobachtungen als eindeutigen Beweis für die Variation von E/A und damit gegen die Natur der Strahlung als Temperaturstrahlung betrachtet. Daß seine Erklärung eine mögliche ist, soll nicht bestritten werden, aber experimentell erwiesen ist sie durch die Versuche des Herrn LADENBURG nicht. Hierzu gehören statt allgemeiner Schätzungen genaue quantitative Messungen.

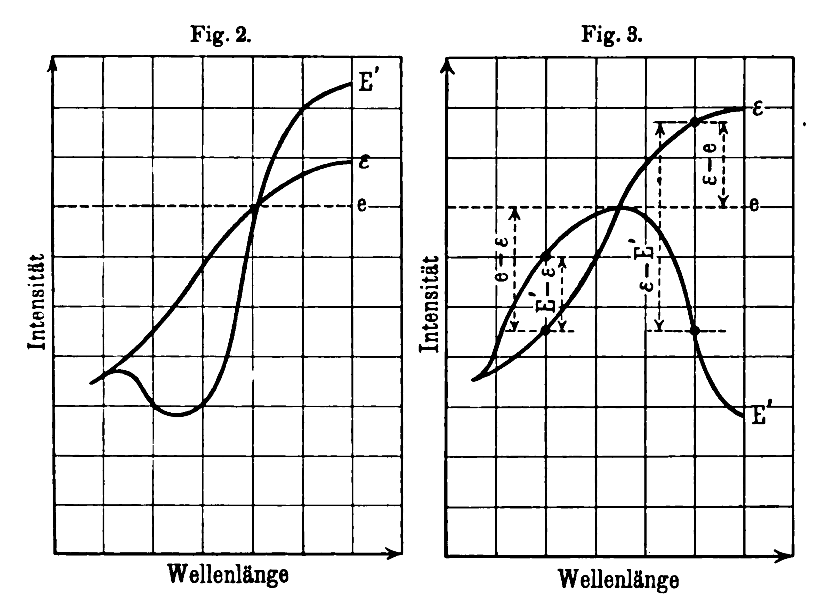
Es gibt nun, wie mir scheint, ein einfaches Experimentum crucis. Wenn nämlich e konstant ist, dann darf im Falle des doppelten Minimums die helle Mitte, also der mittelste Wert von E' niemals größer sein als der mittelste Wert von ε. Denn gesetzt den Fall, es gebe eine solche Möglichkeit, wie in Fig. 2 ausgeführt, dann bedeutet der Schnittpunkt, daß für ihn $(e - \varepsilon) A = 0$ ist. Nun ist hier, innerhalb des Streifens, A wohl sicher nicht Null, also muß für den Schnittpunkt $e = \varepsilon$ sein. Also ist e links vom Schnittpunkt sicher größer als ε, also $(e - \varepsilon) A$ positiv, also kann E' hier nicht kleiner als ε sein, die Kombination ist also unmöglich.

Eine ähnliche Betrachtung gilt für den zweiten Versuch. Denn wenn nur eine mittlere Absorptionslinie auftritt, dann darf für E' die Helligkeit der Ränder nicht größer sein als die von ε. Denn gesetzt den Fall, es gäbe eine Kombination wie in Fig. 3, dann gibt der Schnittpunkt wiederum den Wert e. Nun kann

der Quotient $E' - \varepsilon / e - \varepsilon = A$ nie größer als 1 sein, darum darf die E'-Kurve sich links vom Schnittpunkt nie über e erheben, rechts, d. h. in der Mitte des Streifens nicht unterhalb e verlaufen. Die Kombination ist also unmöglich.

Vermutlich lassen sich bei großer Dispersion quantitative Messungen über diesen wichtigen Punkt anstellen.

Noch andere Kombinationen sind möglich, z. B. solche, bei denen das doppelte Minimum auch bei großem ε nicht verschwindet, die Mitte also hell bleibt. Ferner ist die Annahme,



A wachse vom Rande bis zur Mitte, keine notwendige, sondern wohl nur für eine einfache Linie wahrscheinlich. Bei zusammengesetzten Linien wird man darum beliebige Kombinationen erdenken und damit die verschiedenen beobachteten Formen [1]) der Selbstumkehr darstellen können. Eine genauere Diskussion, als wir sie hier zu geben beabsichtigten, müßte zugleich die theoretisch möglichen Formen der ε- und A-Kurven besonders berücksichtigen.

---

[1]) Literaturangaben in KAYSERS Handbuch der Spektroskopie 2, 354 ff.

Zusammenfassung.

Die Behauptung des Herrn ***Ladenburg***, *daß seine Versuche sich* ***nur*** *durch variierendes E/A in dem Bereich einer Spektrallinie darstellen ließen, und somit einen eindeutigen Beweis gegen die Auffassung der Strahlung leuchtenden Wasserstoffs als Temperaturstrahlung lieferten, ist unrichtig. Denn die Versuche lassen sich auch bei Annahme eines konstanten E/A erklären.*

Es wird ein Experimentum crucis angegeben zur Entscheidung der Frage, ob E/A variabel ist oder nicht.

Die hier gegebene Deutung der Versuche läßt sich auch zur Deutung der verschiedenen beobachteten Formen von Selbstumkehr verwenden.

Bonn, Physikalisches Institut der Universität, 20. Febr. 1910.



Die lichtelektrische Empfindlichkeit der Alkalimetalle als Funktion der Wellenlänge;

von R. Pohl und P. Pringsheim.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 18. Februar 1910.)

(Vgl. oben S. 183.)

---

§ 1. Als lichtelektrische Empfindlichkeit eines Metalles definiert man die auf die Einheit des auffallenden Lichtes bezogene Elektrizitätsmenge, die bei Bestrahlung des Metalles unter irgendwie festgesetzten äußeren Bedingungen, wie Gasdruck, Potential usw. beobachtet wird.

Die lichtelektrische Empfindlichkeit ist eine Funktion der Wellenlänge und als solche mehrfach untersucht. So haben E. LADENBURG [1]) und H. MOHLIN [2]) für die nur oder vorzugsweise im ultravioletten erregbaren Metalle die älteren qualitativen Beobachtungen [3]) durch Messungen an Pt, Cu und Zn dahin bestätigt, daß die Empfindlichkeit mit abnehmender Wellenlänge in ständig wachsendem Betrage in die Höhe geht. Hingegen haben ELSTER und GEITEL [4]) für einige Metalle der Alkaligruppe, insbesondere Rb, qualitativ gezeigt, daß die Empfindlichkeiten im sichtbaren Spektralbezirk ein ausgeprägtes Maximum haben. Auch haben sie an den Strömen ihrer Photozellen durch Verwendung ultraviolett durchlässiger Fenster und kurzwelligen Lichtes keine wesentliche Zunahme gegenüber den einfachen Glaszellen entdeckt. J. BRAUN [5]) hat die Beobachtungen ELSTERS und GEITELS quantitativ bestätigt und Kurven veröffentlicht, die für K und Rb Maxima bei 430 bzw. 510 $\mu\mu$ ergeben.

---

[1]) E. LADENBURG, Verh. d. D. Phys. Ges. 9, 504, 1907.

[2]) H. MOHLIN, Akad. Abhandl., Upsala 1907.

[3]) Vgl. die Sammelberichte von E. v. SCHWEIDLER und R. LADENBURG im Jahrb. d. Radioakt. u. Elektronik 1, 358—400, 1904 u. 6, 425—484, 1909 oder CH. RIES, Das Licht usw., Leipzig, Barth, 1909.

[4]) J. ELSTER und H. GEITEL, Wied. Ann. 52, 433, 1894.

[5]) J. BRAUN, Dissertation, Bonn 1905.

*

Im Gegensatz dazu hat nun neuerdings W. HALLWACHS [1]) gefunden, daß die Empfindlichkeit des Kaliums genau wie die der nur im ultravioletten erregbaren Metalle mit abnehmender Wellenlänge dauernd in die Höhe geht, daß der Effekt im Intervall 550 bis 400 $\mu\mu$ nur einen kleinen Bruchteil dessen von 400 bis 200 $\mu\mu$ ausmacht, die Photozellen aus Glas daher denen aus Quarz weit nachstehen, und daß Maxima der Empfindlichkeit im Sichtbaren höchstens als kleine relative Erhebungen anzuerkennen sind.

Wir glauben im folgenden dartun zu können, daß diese einander scheinbar ausschließenden Angaben der Herren ELSTER und GEITEL einerseits, des Herrn HALLWACHS andererseits durchaus miteinander verträglich sind und sich durch eine Berücksichtigung der Orientierung der Lichtvektoren zur Oberfläche des untersuchten Metalles erklären lassen.

§ 2. Lichtelektrische Empfindlichkeit und Einfallswinkel. Bisher ist man bei allen Angaben über lichtelektrische Empfindlichkeit im Gebiete kürzerer Wellenlängen stets von der Voraussetzung ausgegangen, daß lediglich die Menge des auffallenden Lichtes für die Größe des Effektes maßgebend sei. Denn LENARD [2]) und LADENBURG [3]) hatten Beobachtungen beschrieben, nach denen weder das Azimut noch der Einfallswinkel der Lichtvektoren in Frage kommt. Das ist nun nach neueren Untersuchungen nicht der Fall. Azimut und Einfallswinkel beeinflussen bei Metalloberflächen, die für die erregenden Wellenlängen optisch nicht rauh sind, den lichtelektrischen Effekt genau so stark, als sie die Absorption des Lichtes bedingen [4]). Man kann daher im natürlichen Licht die gegenseitige Stellung zweier Metalle in einer lichtelektrischen Empfindlichkeitsreihe direkt miteinander vertauschen, wenn man diese Reihe einmal bei senkrechter Inzidenz, das andere Mal bei einem größeren Einfallswinkel φ aufnimmt. So verhalten sich z. B. cet. par. für $\varphi = 0^0$ die Ströme an Hg und Cu zueinander wie $a:1$, für $\varphi = 70^0$

---

[1]) W. HALLWACHS, Ann. d. Phys. (4) 30, 593, 1909; Verh. d. D. Phys. Ges. 11, 514, 1909.

[2]) PH. LENARD, Ann. d. Phys. (4) 8, 149, 1902.

[3]) E. LADENBURG, ebenda (4) 12, 558, 1903.

[4]) R. POHL, Verh. d. D. Phys. Ges. 11, 339, 1909.

wie 2,2 $a:1$, und Hg und Cu müssen ihre Reihenfolge für $\varphi = 70^0$ gegen $\varphi = 0^0$ vertauschen, sobald der übrigens bisher noch unbekannte Proportionalitätsfaktor $a < 1$ wird [1]).

Für die im Ultravioletten empfindlichen Metalle ist also auch im natürlichen Lichte einer und derselben Wellenlänge die Empfindlichkeitsreihenfolge verschiedener Metalle von der Größe des Einfallswinkels φ abhängig, da die Absorption der beiden einzelnen senkrecht zueinander polarisierten Komponenten des natürlichen Lichtes durch φ bedingt wird.

§ 3. Besonderheiten der Alkalimetalle. Die Ausführungen des § 2 gelten natürlich auch für die im Sichtbaren empfindlichen Metalle der Alkaligruppe. Nur werden hier die Erscheinungen durch zwei besondere Eigenschaften der Alkalimetalle kompliziert: Erstens ist der Proportionalitätsfaktor zwischen Lichtabsorption und Photostrom nur für einen senkrecht zur Einfallsebene schwingenden elektrischen Vektor $\mathfrak{E} \perp$ vom Einfallswinkel φ unabhängig, während er für $\mathfrak{E} \parallel$ Einfallsebene sehr mit φ variiert [2]). Zweitens ist das Verhältnis beider Proportionalitätsfaktoren stark von der Wellenlänge abhängig, wie qualitativ durch eine Abnahme des Verhältnisses beim Übergang zu kurzen Wellenlängen nachgewiesen ist [3]). Doch war die hierfür benutzte Trennung der einzelnen Spektralbezirke durch Filter unzureichend, um die beiden Proportionalitätsfaktoren einzeln als Funktion der Wellenlänge darzustellen. Diese Abhängigkeit haben wir nunmehr mittels spektraler Zerlegung ausgeführt.

§ 4. Versuchsanordnung. Für die Versuchsanordnung war der Gesichtspunkt maßgebend, daß spektral zerlegtes Licht dauernd unter demselben Einfallswinkel auf eine flüssige Metalloberfläche gerichtet werden mußte und die Verwendung von Spiegeln wegen der Veränderlichkeit des Reflexionsvermögens mit der Wellenlänge zu vermeiden war. Wir kamen so nach einer Reihe von Vorversuchen zu einem Spektralapparat, dessen Arme in einer vertikalen Ebene beweglich waren, bei dem das Fernrohr feststand und das Kollimatorrohr mitsamt der als Lichtquelle

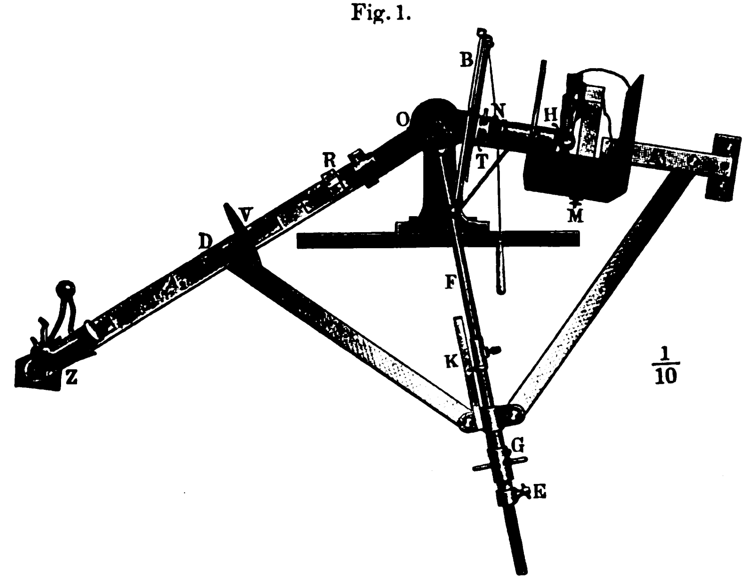
---

[1]) R. Pohl, Verh. d. D. Phys. Ges. 11, 609, 1909.
[2]) J. Elster und Geitel, Wied. Ann. 61, 445, 1897.
[3]) R. Pohl, Verh. d. D. Phys. Ges. 11, 715, 1909.

dienenden Hg-Hochdrucklampe für die einzelnen Wellenlängen gedreht wurde.

Fig. 1 gibt eine Ansicht des Apparates[1]). A_1 und A_2 sind die drehbaren Arme. *H* ist die Hg-Hochdrucklampe, die mit 360 Watt brennt und deren leuchtender zentraler Faden mittels des Mikrometers *M* vor dem 2 mm weiten Kollimatorspalt eingestellt wird. *N* ist ein Quarzflußspatachromat mit der Apertur $f:3,4$, *T* ein 2 cm dicker Wasserabsorptionstrog aus ⊥ Achse geschnittenem Quarz, *B* eine Fallblende mit drei Öffnungen, *P* ein

Fig. 1.



Glas- oder Quarzprisma. Dann folgt in *O* ein zweiter Quarzflußspatachromat mit $f:5$, der den Spalt des Kollimators auf einer RUBENSschen Thermosäule *R* hinter einer passenden Blende in natürlicher Größe abbildet. Dicht hinter den Lötstellen der Thermosäule befindet sich eine Blende von 1 qmm Querschnitt, die den Zwischenraum zweier benachbarter Thermoelemente und somit den zentralen Teil der auf diese fallenden Spektrallinie ausblendet.

---

[1]) Der Apparat ist uns in liebenswürdiger Weise von der Maschinenfabrik von F. A. SENING in Hamburg hergestellt. Wir möchten nicht unterlassen, der Firma auch an dieser Stelle unseren verbindlichsten Dank auszusprechen.

Eine Quarzlinse V entwirft zwei durch ein Rochonprisma Q mit Wasserkittung senkrecht zueinander polarisierte Bilder auf die KNa-Legierung, die sich in einer bereits früher beschriebenen Zelle Z mit amorphem Quarzfenster befindet[1]). Eine verschiebbare Blende gestattet, nach Belieben nur den außerordentlichen oder ordentlichen Strahl zu benutzen, und eine Kippvorrichtung an der Zelle Z sorgt dafür, daß stets der horizontale mittlere Teil des Metallmeniskus getroffen wird.

Die Thermosäule ist mit Quarzfenstern ($\perp$ Achse) verschlossen und steht mit einem Drehspulgalvanometer von 5 Ω innerem Widerstand und einer Empfindlichkeit von $3{,}6 \cdot 10^{-9}$ Amp./mm bei 5 m Skalenabstand in Verbindung. Die Öffnungen der Fallblende B enthalten für Messungen im Intervall 550 bis 365 $\mu\mu$ ein rotes und ein farbloses Glas, für Wellenlängen unter 365 $\mu\mu$ ein farbloses Glas und eine Quarzplatte; die Dicken sind dabei so gewählt, daß die Absorption der zusammengehörigen Filter für Wärmestrahlen merklich die gleiche ist, um so nach dem Vorgange der Herren Hagen und Rubens[2]) den störenden Einfluß der diffusen Wärmestrahlung zu vermeiden.

Das Prisma wird automatisch durch die Führungsstange F im Minimum der Ablenkung erhalten. Die Einstellung der Arme erfolgt grob mit der Muffe E und fein mit der Stellschraube G und der Winkel beider Arme des Apparates kann an der Skala K abgelesen werden.

Die Hg-Lampe wird allseitig in einem lichtdichten Metallgehäuse abgeschlossen und mit strömender Luft gekühlt. Ferner ist eine große Zahl von Blenden usw. vorhanden, um die Zelle Z vor allem Nebenlicht zu schützen. Das bestrahlte Metall steht mit einem Quadrantelektrometer und einem Luftwiderstand nach Bronson in Verbindung, deren Einzelheiten bereits früher beschrieben sind[3]).

§ 5. Die Messungen. Am Beginn jeder Messung wurde die benutzte Spektrallinie unter Beobachtung des Galvanometers auf die maximale Erwärmung des Thermoelementes eingestellt. Dann wurde abwechselnd der außerordentliche oder ordentliche

---

[1]) Verh. d. D. Phys. Ges. **11**, 716, 1909.
[2]) E. Hagen u. H. Rubens, Ann. d. Phys. (4) **8**, 9, 1902.
[3]) Verh. d. D. Phys. Ges. **11**, 717, 1909.

Strahl auf die Zelle geworfen und die auftretenden Photoströme gemessen. Die Intensität beider senkrecht zueinander polarisierten Strahlen konnte nach früheren Versuchen als gleich betrachtet werden. Auch wurde diese Gleichheit nicht durch eine partielle Polarisation an den Prismenflächen gestört, da sich zwischen dem dispergierenden und dem Rochonprisma zwei ⊥ Achse geschnittene Quarzlinsen befanden, die durch das Drehungsvermögen ihrer verschieden dicken Zonen die Vorzugsrichtung der partiellen Polarisation beseitigten.

Tabelle I.

Hg-Lampe 360 Watt; $\varphi = 60^0$; Spannung an der Zelle 200 Volt.

Nr.	Wellenlänge $\mu\mu$	Lichtelektrischer Strom $\mathfrak{E}\parallel$ zur Einfallsebene 10^{-11} Amp.	Lichtelektrischer Strom $\mathfrak{E}\perp$ zur Einfallsebene 10^{-11} Amp.	Energie in willkürlichem Maße Doppelmillimeter	Lichtelektrische Empfindlichkeit für $\mathfrak{E}\parallel$ zur Einfallsebene $\eta\parallel$ 10^{-13} Amp./dmm	Lichtelektrische Empfindlichkeit für $\mathfrak{E}\perp$ zur Einfallsebene $\eta\perp$ 10^{-13} Amp./dmm	$\frac{\eta\parallel}{\eta\perp}$	
1	546	2,42	0,28	242,0	1,0	$0{,}11_4$	8,8	Glasprisma
2	436	7,6	0,60	76,0	100,0	8,0	12,5	
3	406	59,0	4,57	37,0	159,0	12,3	12,9	
4	365	24,8	2,34	17,9	138,0	13,0	10,6	
5	313	37,0	8,7	50,0	66,7	17,1	3,9	Quarzprisma
6, 7	254	11,6	6,7	32,0	36,2	21,0	$1{,}7_3$	

In der Tabelle I ist eine Reihe von Zahlen vereinigt, die die lichtelektrische Empfindlichkeit der KNa-Legierung für die beiden Hauptlagen des elektrischen Vektors bei einem Einfallswinkel von 60° als Funktion der Wellenlänge darstellen.

Die Werte für $\mathfrak{E}\parallel$ und $\mathfrak{E}\perp$ des Versuches 1 sind mit 300 Volt an der Zelle, $\mathfrak{E}\parallel$ des Versuches 2 mit 120 Volt aufgenommen und dann mittels der bekannten Charakteristik der Zelle auf die Spannung von 200 Volt umgerechnet.

Darauf wurde die Spannung an der Zelle auf 400 Volt erhöht, um die Tabelle I durch die Zahlen für die rote Hg-Linie $\lambda = 613\ \mu\mu$ zu ergänzen. Dabei setzte unglücklicherweise eine leuchtende Entladung ein, die sofort auf dem Metall eine, wenn-

gleich geringe, Oxydschicht erzeugte. Doch gelang es, das Oxyd durch Umfüllen der stark erwärmten Legierung in die Reinigungskugeln und Zurückgießen des abgekühlten Metalles durch die Trichterrohre wieder so weit zu entfernen, daß die Auftreffstelle des einfallenden Lichtes nur ganz vereinzelt durch ein schwimmendes Oxydteilchen außerhalb der Einfallsebene sichtbar wurde. Mit der wieder hergestellten Zelle wurden die Zahlen der Tabelle II erhalten. Die Spannung an der Zelle betrug diesmal 240 Volt, da der Gasdruck durch die vorangegangene Entladung etwas vermindert war.

Tabelle II.

Hg-Lampe 360 Watt; $\varphi = 60°$; Spannung an der Zelle 240 Volt.

Nr.	Wellenlänge	Lichtelektrischer Strom $\mathfrak{E} \parallel$ zur Einfallsebene	Lichtelektrischer Strom $\mathfrak{E} \perp$ zur Einfallsebene	Energie in willkürlichem Maße	Lichtelektrische Empfindlichkeit für $\mathfrak{E} \parallel$ zur Einfallsebene $\eta \parallel$	Lichtelektrische Empfindlichkeit für $\mathfrak{E} \perp$ zur Einfallsebene $\eta \perp$	$\frac{\eta \parallel}{\eta \perp}$	
	$\mu\mu$	10^{-11} Amp.	10^{-11} Amp.	Doppel millimeter	10^{-13} Amp./dmm	10^{-13} Amp./dmm		
29	546	0,6	$0,07_6$	175,0	0,34	0,039	8,8	Glasprisma
28	436	14,0	1,01	74,0	18,9	1,36	13,9	Glasprisma
27	406	12,2	1,01	41,5	29,4	2,44	12,0	Glasprisma
26	365	4,6	$0,46_5$	18,0	25,6	2,58	9,9	Glasprisma
25	365	49,5	4,28	145,0	26,6	2,95	9,0	Quarzprisma
24	313	11,0	2,82	85,0	12,9	3,32	3,9	Quarzprisma
23	254	1,78	1,08	27,0	6,6	4,40	1,5	Quarzprisma

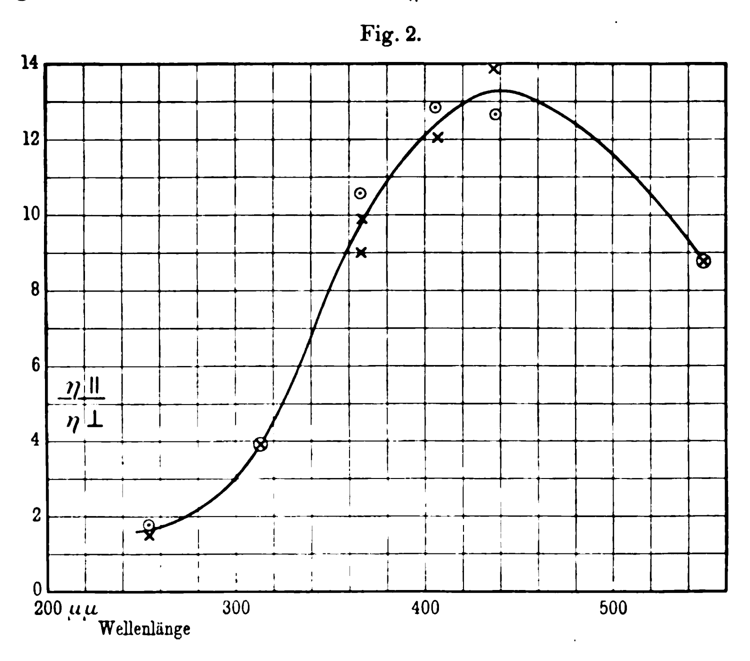
Die Zahlen des Versuches Nr. 29 sind aus Messungen mit 300 Volt an der Zelle nach der Charakteristik auf 240 Volt umgerechnet.

§ 6. Die Zahlen für $\eta \parallel / \eta \perp$ bestätigen in beiden Tabellen zunächst das früher erhaltene Resultat, daß dieser Quotient mit abnehmender Wellenlänge kleiner wird. Unterhalb λ 300 $\mu\mu$ ergibt die graphische Darstellung in Fig. 2 Werte für die beiden Hauptlagen des elektrischen Vektors, wie sie eine einfache Proportionalität zwischen Lichtabsorption und Photostrom erklärt. Hingegen zeigen die Messungen als neuen Befund, daß der Quotient $\eta \parallel / \eta \perp$ auch in der Richtung der längeren Wellenlängen ab-

nimmt und demnach die starke Vergrößerung des lichtelektrischen Effektes durch den in der Einfallsebene schwingenden elektrischen Vektor auf ein bestimmtes Wellenlängenintervall beschränkt ist.

§ 7. Die Werte für $\eta \parallel$ und $\eta \perp$ sind nach den Tabellen I und II in den Figg. 3 und 4 graphisch als Funktion der Wellenlänge dargestellt. Sie zeigen, daß die lichtelektrische Empfindlichkeit für $\mathfrak{E} \perp$ Einfallsebene dauernd mit abnehmender Wellenlänge wächst, während sie für $\mathfrak{E} \parallel$ Einfallsebene im violetten

Fig. 2.

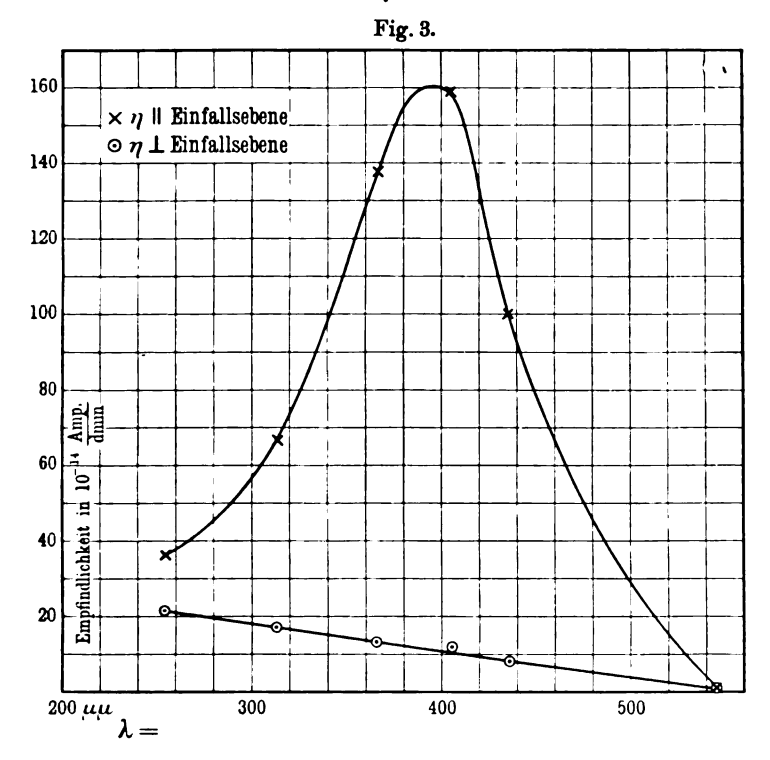


Teil des Spektrums ein scharf ausgeprägtes Maximum hat, das in seinem Verlauf — wohl nicht ohne inneren Zusammenhang — einer Resonanzkurve gleicht. Da natürliches Licht nur eine Übereinanderlagerung gleich intensiver senkrecht zueinander polarisierter Wellen ist, so muß die lichtelektrische Empfindlichkeit im natürlichen Licht einen Verlauf ergeben, der durch Addition der Kurven $\eta \parallel$ und $\eta \perp$ entsteht. Diese Kurve ist in Fig. 5 eingetragen (nach Tabelle II). Man hat also für den flüssigen Spiegel der KNa-Legierung bei einem von Null verschiedenen

Einfallswinkel ein Maximum zu erwarten, genau wie es ELSTER und GEITEL behaupten.

Dies Maximum ist in der Tat vorhanden, wie die Zahlen der Tabellen III und IV beweisen. Die Tabellen sind im Anschluß an die Tabellen I bzw. II erhalten, indem das Rochonprisma aus der Versuchsanordnung entfernt wurde. Neben die im natürlichen Licht erhaltenen Werte η sind die aus der Addition von

Fig. 3.



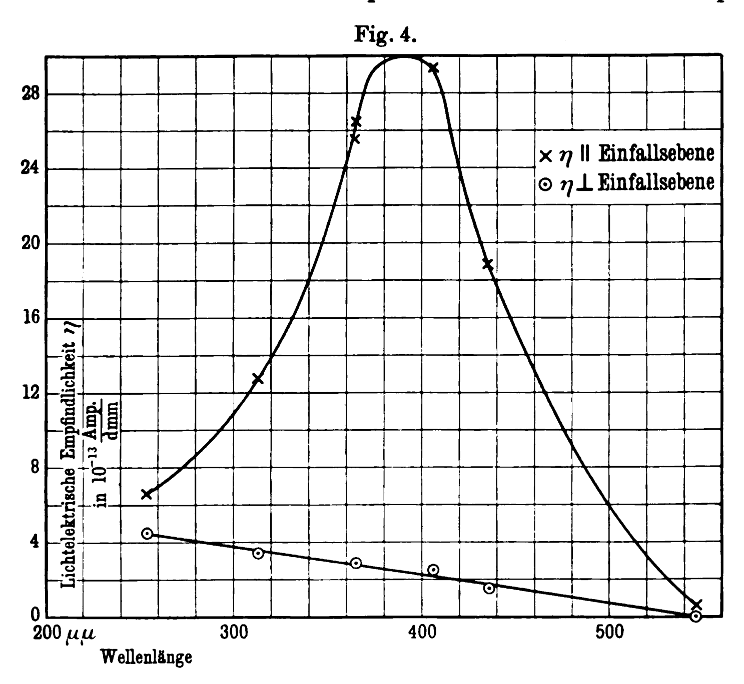
$\eta \parallel$ und $\eta \perp$ berechneten gesetzt. In der dann folgenden Spalte sind die Werte η auf Gleichheit der Maxima von η und $\eta \parallel + \eta \perp$ reduziert, teils weil das Rochonprisma einen Teil des Lichtes im Strahlengang der Linse V ausblendete, teils weil zwischen den Tabellen I und III die Blende hinter der Thermosäule verkleinert worden war.

Die Werte der Tabelle IV sind in der Fig. 5 eingetragen und die Übereinstimmung der berechneten und gemessenen Kurven

beweist, daß tatsächlich den Angaben ELSTERS und GEITELS entsprechend große Maxima der Lichtempfindlichkeit auftreten können. Der Verlauf der Empfindlichkeit der KNa-Legierung ähnelt oberhalb von 400 $\mu\mu$ den auf dies Gebiet beschränkten Messungen BRAUNS an Kalium, die punktiert in die Fig. 4 eingetragen sind.

§ 8. Beweisen die Ausführungen des § 7 die Existenz eines großen Maximums der KNa-Empfindlichkeit im sichtbaren Spek-

Fig. 4.



tralgebiet, so ergibt die Erklärung dieses Maximums durch die Eigenschaften des in der Einfallsebene schwingenden elektrischen Vektors auch gleichzeitig den Fall, in dem die Alkalilegierung ohne Maximum im Sichtbaren einen ständigen Anstieg der Empfindlichkeit mit abnehmender Wellenlänge ergeben muß: Nämlich bei senkrechter Inzidenz des erregenden Lichtes. Dann hat keiner der beiden Vektoren eine zur Oberfläche senkrechte Komponente.

In der Tat ergibt sich bei senkrechter Inzidenz an der untersuchten KNa-Legierung für natürliches Licht genau der Verlauf

Tabelle III.

200 Volt an der Zelle.

Wellenlänge $\mu\mu$	Nr.	Lichtelektrischer Strom $\mathfrak{C}$ im natürlichen Licht 10^{-11} Amp.	Energie in Doppelmillimetern	Lichtelektrische Empfindlichkeit η 10^{-13} Amp./dmm	Nr.	$\eta \parallel + \eta \perp$ berechnet 10^{-13} Amp./dmm	η auf gleiche Intensität mit $\eta \parallel + \eta \perp$ reduziert 10^{-13} Amp./dmm
546	8	1,71	188,0	0,9	1	1,11	1,7
436	9	40,3	76,0	53,0	2	108,0	109,0
405	10	35,0	42,0	83,5	3	171,3	171,3
365	12	88,4	126,0	70,0	4	151,0	144,0
313	13	28,4	71,0	40,0	5	83,6	82,0
254	14	54,0	28,5	18,9	6 u. 7	57,0	39,0

Tabelle IV.

240 Volt an der Zelle.

Wellenlänge $\mu\mu$	Nr.	Lichtelektrischer Strom $\mathfrak{C}$ im natürlichen Licht 10^{-11} Amp.	Energie in Doppelmillimetern	Lichtelektrische Empfindlichkeit η 10^{-13} Amp./dmm	Nr.	$\eta \parallel + \eta \perp$ berechnet 10^{-13} Amp./dmm	η auf gleiche Intensität mit $\eta \parallel + \eta \perp$ reduziert 10^{-13} Amp./dmm
436	32	22,8	66,0	34,6	28	20,3	24
405	30	18,2	40,0	45,5	27	32,0	33
365	31	$7,0_5$	17,5	40,0	25 u. 26	29,0	29
313	33	17,7	71,0	25,0	24	16,3	18
254	34	3,4	22,2	15,3	23	11,0	11

Tabelle V.

240 Volt an der Zelle. Senkrechte Inzidenz.

Nr.	Wellenlänge	Photostrom $\mathfrak{C}$ in 10^{-11} Amp.	Energie in Doppelmillimeter	Empfindlichkeit in 10^{-13} Amp./dmm
37	436	42,5	75	57
38	405	30,2	41	74
39	365	17,4	20,5	85
40	313	118,0	81	107

der Empfindlichkeit, den man unter beliebigem Einfallswinkel für $\mathfrak{E}$ | Einfallsebene erhält, d. h. wenn $\mathfrak{E}$ keine zur Oberfläche senk-

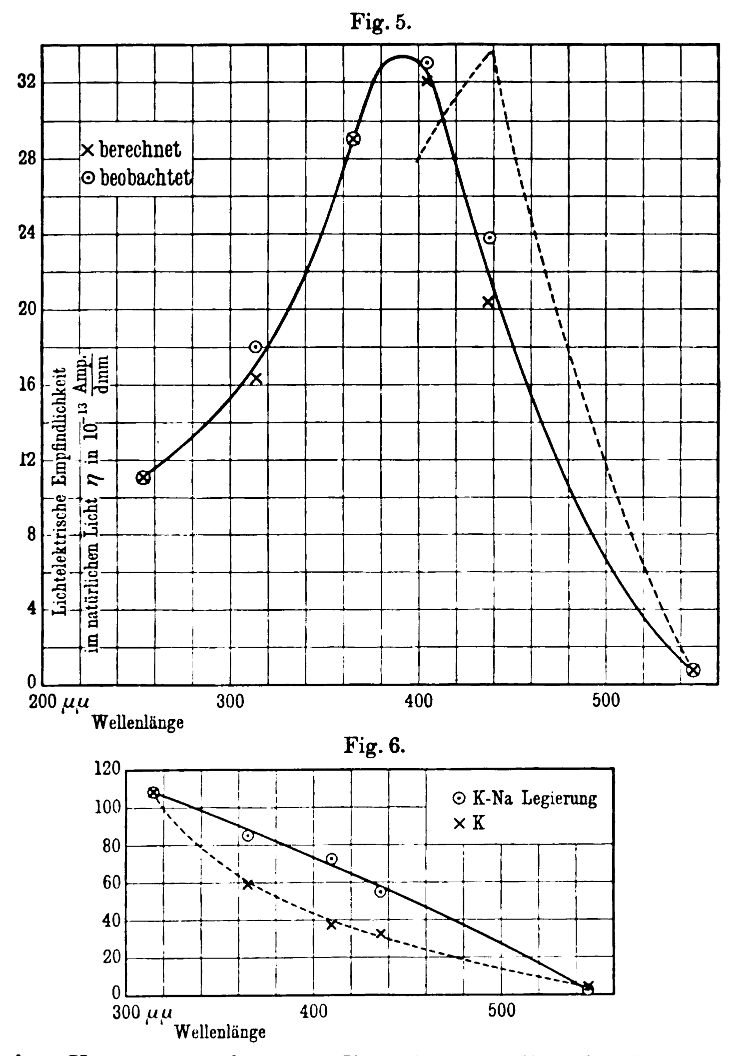


Fig. 5.

Fig. 6.

rechte Komponente besitzt. Es erläutern dies die Zahlen der Tabelle V und ihre graphische Darstellung in Fig. 6.

Zum Vergleich ist die Kurve, die Herr HALLWACHS an einer festen Kaliumzelle erhalten hat, punktiert eingetragen, und die

qualitative Übereinstimmung beider Kurven zeigt, daß sich am KNa unter bestimmten Bedingungen ein Verlauf darstellen läßt, der den Angaben des Herrn HALLWACHS nicht minder gut entspricht, als unsere Resultate für schräge Inzidenzen die Beobachtungen der Herren ELSTER und GEITEL bestätigen.

§ 9. Man darf wohl nunmehr folgende Sätze als gesichert betrachten: Die Empfindlichkeit aller Metalle, auch der der Alkaligruppe, wächst in einer ständig mit abnehmender Wellenlänge steigenden Kurve. Doch können große Maxima in dem Intervall auftreten, in dem die einfache Proportionalität zwischen der Lichtabsorption und dem Photostrom verschwindet und in dem die parallel zur Einfallsebene polarisierte elektrische Vektorkomponente wesentlich mehr Elektronen erzeugt, als die zu ihr senkrecht polarisierte. Doch ist dabei Voraussetzung, daß die Oberflächenbeschaffenheit des Metalles und ein von Null verschiedener Einfallswinkel das Azimut des elektrischen Vektors wirklich definieren lassen. Für den Fall der Alkalimetalle darf man wohl die Maxima im sichtbaren Spektralgebiete mit einem gewissen Recht als absolute bezeichnen, wie es ELSTER und GEITEL getan haben. Denn nach dem Verlauf der Kurve in den Figg. 3, 4 und 5 wird die Empfindlichkeit des KNa um $\lambda = 400\ \mu\mu$ erst wieder bei so kleinen Wellenlängen erreicht, wie sie einstweilen aus experimentellen Gründen wohl kaum für photoelektrische Versuche verwendet werden können.

Ob alle Metalle der Alkaligruppe, also auch Li, Na, Cs genau so wie KNa-Legierung und wahrscheinlich auch K und Rb ein besonderes Wellenlängenintervall besitzen, in denen $\mathfrak{E} \parallel$ Einfallsebene den Photoeffekt beträchtlich vergrößert, oder ob auch andere Metalle ein solches Intervall besitzen, ist ein Thema für weitere Versuche. Für solche hat man nunmehr den bedeutenden Vorteil, ohne polarisiertes Licht arbeiten und daher viel an Lichtintensität gewinnen zu können. Denn nach § 6 braucht man zum Auffinden einer Wellenlänge, bei der $\mathfrak{E} \parallel$ sich anomal verhält, nicht mehr das Verhältnis $\mathfrak{E} \parallel / \mathfrak{E} \perp$ zu bestimmen, sondern es genügt, ein Maximum in der Empfindlichkeitskurve festzustellen, weil dies mit dem gesuchten Wellenlängenintervall zusammenfällt.



Zusammenfassung.

1. Die lichtelektrische Empfindlichkeit der KNa-Legierung steigt wie die aller übrigen bisher untersuchten Metalle ständig mit abnehmender Wellenlänge, wenn das Licht senkrecht auffällt.

2. Die Empfindlichkeit zeigt hingegen im sichtbaren Spektralgebiet ein praktisch absolut zu nennendes Maximum, wenn das Licht unter einem von Null verschiedenen Einfallswinkel auf die optisch spiegelnde Oberfläche auffällt.

3. Die Erklärung für dieses Maximum liegt darin, daß der Proportionalitätsfaktor zwischen der Lichtabsorption und dem Photoeffekt für die in der Einfallsebene schwingende elektrische Vektorkomponente des natürlichen Lichtes eine Funktion der Wellenlänge ist, die in der Nähe von $\lambda = 400\,\mu\mu$ ein Maximum erreicht und in ihrem Verlauf auf ein Resonanzphänomen hinweist.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität, Februar 1910.

Über die thermoelektrischen Eigenschaften der Metallegierungen;

von Werner Haken.

[Nach der Berliner Dissertation[1]).]
(Vorgetragen in der Sitzung vom 18. Februar 1910.)
(Vgl. oben S. 183.)

Über die thermoelektrischen Eigenschaften der Metalllegierungen sind seit Entdeckung der Thermoelektrizität zahlreiche Untersuchungen angestellt worden. Man fand, daß sich die Legierungen in thermoelektrischer Hinsicht teils in die Reihe ihrer Komponenten einordnen ließen, teils aber auch weit außerhalb dieser ständen. So waren es vor allem die Untersuchungen E. BECQUERELS[2]) an den Systemen Antimon-Zink und Antimon-Cadmium, die zu der Vermutung Anlaß gaben, daß Legierungen von gleichen Äquivalenten beider Komponenten besonders hohe Thermokräfte besäßen, ohne daß jedoch diese Vermutung durch andere Versuche bestätigt werden konnte. Auch andere Anhaltspunkte schienen für diese Eigenschaft der Legierungen gänzlich zu fehlen. Da nun unsere Kenntnis vom Wesen des metallischen Zustandes durch die zahlreichen metallographischen Arbeiten der letzten Jahre eine wesentliche Erweiterung erfahren hat, so unternahm ich es auf Veranlassung von Herrn Geheimrat RUBENS, zu untersuchen, ob sich nicht doch bestimmte Beziehungen zwischen Konstitution und Thermokraft finden ließen.

Ich bestimmte zunächst die Thermokräfte einiger Tellurlegierungen, da hierüber noch keine Messungen vorlagen und weil zu erwarten stand, daß etwaige Beziehungen zwischen Konstitution und Thermokraft sich hier wegen der großen thermoelektrischen Wirksamkeit des Tellurs am deutlichsten ausprägen würden, ferner die der Systeme Antimon-Silber, Antimon-Wismut und Kupfer-Phosphor.

---

[1]) Eine ausführliche Darstellung wird in den Ann. d. Phys. erscheinen.

[2]) Ann. de chim. et phys. (4) 8, 1866.

Zusammenfassung.

1. Die lichtelektrische Empfindlichkeit der KNa-Legierung steigt wie die aller übrigen bisher untersuchten Metalle ständig mit abnehmender Wellenlänge, wenn das Licht senkrecht auffällt.

2. Die Empfindlichkeit zeigt hingegen im sichtbaren Spektralgebiet ein praktisch absolut zu nennendes Maximum, wenn das Licht unter einem von Null verschiedenen Einfallswinkel auf die optisch spiegelnde Oberfläche auffällt.

3. Die Erklärung für dieses Maximum liegt darin, daß der Proportionalitätsfaktor zwischen der Lichtabsorption und dem Photoeffekt für die in der Einfallsebene schwingende elektrische Vektorkomponente des natürlichen Lichtes eine Funktion der Wellenlänge ist, die in der Nähe von $\lambda = 400\,\mu\mu$ ein Maximum erreicht und in ihrem Verlauf auf ein Resonanzphänomen hinweist.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität, Februar 1910.

Über die thermoelektrischen Eigenschaften der Metallegierungen;

von Werner Haken.

[Nach der Berliner Dissertation[1]).]
(Vorgetragen in der Sitzung vom 18. Februar 1910.)
(Vgl. oben S. 183.)

Über die thermoelektrischen Eigenschaften der Metalllegierungen sind seit Entdeckung der Thermoelektrizität zahlreiche Untersuchungen angestellt worden. Man fand, daß sich die Legierungen in thermoelektrischer Hinsicht teils in die Reihe ihrer Komponenten einordnen ließen, teils aber auch weit außerhalb dieser ständen. So waren es vor allem die Untersuchungen E. BECQUERELS[2]) an den Systemen Antimon-Zink und Antimon-Cadmium, die zu der Vermutung Anlaß gaben, daß Legierungen von gleichen Äquivalenten beider Komponenten besonders hohe Thermokräfte besäßen, ohne daß jedoch diese Vermutung durch andere Versuche bestätigt werden konnte. Auch andere Anhaltspunkte schienen für diese Eigenschaft der Legierungen gänzlich zu fehlen. Da nun unsere Kenntnis vom Wesen des metallischen Zustandes durch die zahlreichen metallographischen Arbeiten der letzten Jahre eine wesentliche Erweiterung erfahren hat, so unternahm ich es auf Veranlassung von Herrn Geheimrat RUBENS, zu untersuchen, ob sich nicht doch bestimmte Beziehungen zwischen Konstitution und Thermokraft finden ließen.

Ich bestimmte zunächst die Thermokräfte einiger Tellurlegierungen, da hierüber noch keine Messungen vorlagen und weil zu erwarten stand, daß etwaige Beziehungen zwischen Konstitution und Thermokraft sich hier wegen der großen thermoelektrischen Wirksamkeit des Tellurs am deutlichsten ausprägen würden, ferner die der Systeme Antimon-Silber, Antimon-Wismut und Kupfer-Phosphor.

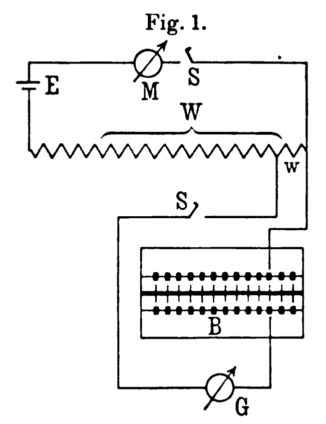
---

[1]) Eine ausführliche Darstellung wird in den Ann. d. Phys. erscheinen.

[2]) Ann. de chim. et phys. (4) 8, 1866.

Die Herstellung der zur Untersuchung dienenden Stäbchen erfolgte in der Weise, daß ich Mengen von 0,5 g — diese geringen Massen erwiesen sich als völlig ausreichend — im Wasserstoffstrom schmolz und sie dann in Kapillarröhren aus Hartglas, die vorher kalibriert worden waren, um auch das elektrische Leitvermögen bestimmen zu können, mit der Wasserstrahlpumpe bis auf etwa 3 cm ansaugte. Die Substanzen wurden dann allmählicher Abkühlung im Schmelztiegel überlassen und zur Messung mit elektrolytisch reinem Kupferdraht verschmolzen. Um bei jedem Versuche mehrere Legierungen untersuchen zu können, kittete ich je zwölf zwischen die geteilte Querwand eines Glasgefäßes (B in der Figur 1), die eine Lötstelle wurde ständig auf der Temperatur des schmelzenden Eises gehalten, die Temperatur der anderen lag zwischen 18 und 40°. Hier soll speziell als Thermokraft die EMK in Mikrovolt definiert werden, die die Substanz im Intervall von 18 bis 19° gegen Kupfer hervorruft, und zwar positiv, wenn der Strom vom Kupfer durch die warme Lötstelle gerichtet ist.

Fig. 1.



Die Messung der Thermokräfte wurde mittels der in beistehender Figur skizzierten Kompensationsmethode ausgeführt; da für w ständig 0,1 Ohm gewählt wurde, gestattete das Milliamperemeter M die Thermokraft in 10^{-4} Volt abzulesen, wenn das Galvanometer G stromlos war. Die Bestimmung des elektrischen Leitvermögens erfolgte bei den Legierungen, deren Widerstand unter 1 Ohm lag, in der Thomsonbrücke, bei den übrigen in der WHEATSTONEschen Brückenanordnung.

Versuchsergebnisse.

Für die Thermokraft des Tellurs werden in der Literatur sehr verschiedene Werte angegeben, BECQUEREL bestimmte sie zu 400 Mikrovolt. Ich benutzte Tellur, das Herr Prof. MARKWALD liebenswürdigerweise zur Verfügung gestellt hatte, und das von KAHLBAUM als chemisch rein bezogene. Beide Arten zeigten

keine wesentlichen Unterschiede in Thermokraft oder Leitvermögen. Für die Thermokräfte des Tellurs erhielt ich zunächst sehr verschiedene Werte, die zwischen 500 und 180 Mikrovolt lagen, schließlich zeigte sich die Ursache hierfür in den verschiedenen Abkühlungsbedingungen, unter denen die Stäbchen hergestellt wurden. Ich fand, daß auch die Elemente, die zuerst einen hohen Wert gegeben hatten, nach Erwärmung auf 400° und dann erfolgender mehrstündiger langsamer Abkühlung nur noch eine Thermokraft von 160 Mikrovolt aufwiesen. Um nun zu untersuchen, ob diese Änderung an das Überschreiten einer bestimmten Temperatur gebunden sei, erwärmte ich mehrere Tellurstäbchen nacheinander von tieferen Wärmegraden anfangend zu höheren Temperaturen, überließ sie jedesmal langsamer Abkühlung und bestimmte dann wieder die Thermokraft. Dabei zeigte sich, daß bei Erwärmungen bis zu 351° keine Änderung der Thermokraft eintrat, wohl aber beim Überschreiten dieser Temperatur bei 354°. Da nun physikalische Änderungen durch einen stetigen Verlauf gekennzeichnet sind, chemische aber diskontinuierlich erfolgen, so wird man aus der hier auftretenden Diskontinuität schließen dürfen, daß Tellur bei 354° eine Umwandlung erleidet; oberhalb dieser Temperatur ist die β-Modifikation stabil, unterhalb Tellur α. Durch schnelle Abkühlung ist vollständige Umwandlung nicht möglich, man erhält dann die hohen Werte der Thermokraft, während der bei Zimmertemperatur stabilen α-Modifikation 160 Mikrovolt entsprechen. Auf thermischem Wege ist diese Umwandlung nicht nachweisbar, wie dies bei vielen Metallen, z. B. denen der Eisengruppe auch nicht möglich ist.

Das elektrische Leitvermögen des Tellurs wurde eingehend von Matthiessen[1]) und Exner[2]) untersucht. Herr Exner fand, daß das Leitvermögen des Tellurs um so geringer wird, je länger man das zur Untersuchung dienende Stück von etwa 250° auf Zimmertemperatur abkühlen läßt; den Grund hierfür erblickt Herr Exner in der außerordentlich stark ausgeprägten kristallinischen Struktur des Tellurs. Diesen Einfluß

---

[1]) Matthiessen, Pogg. Ann. **115**, 1862.
[2]) Exner, ebenda **158**, 1876.

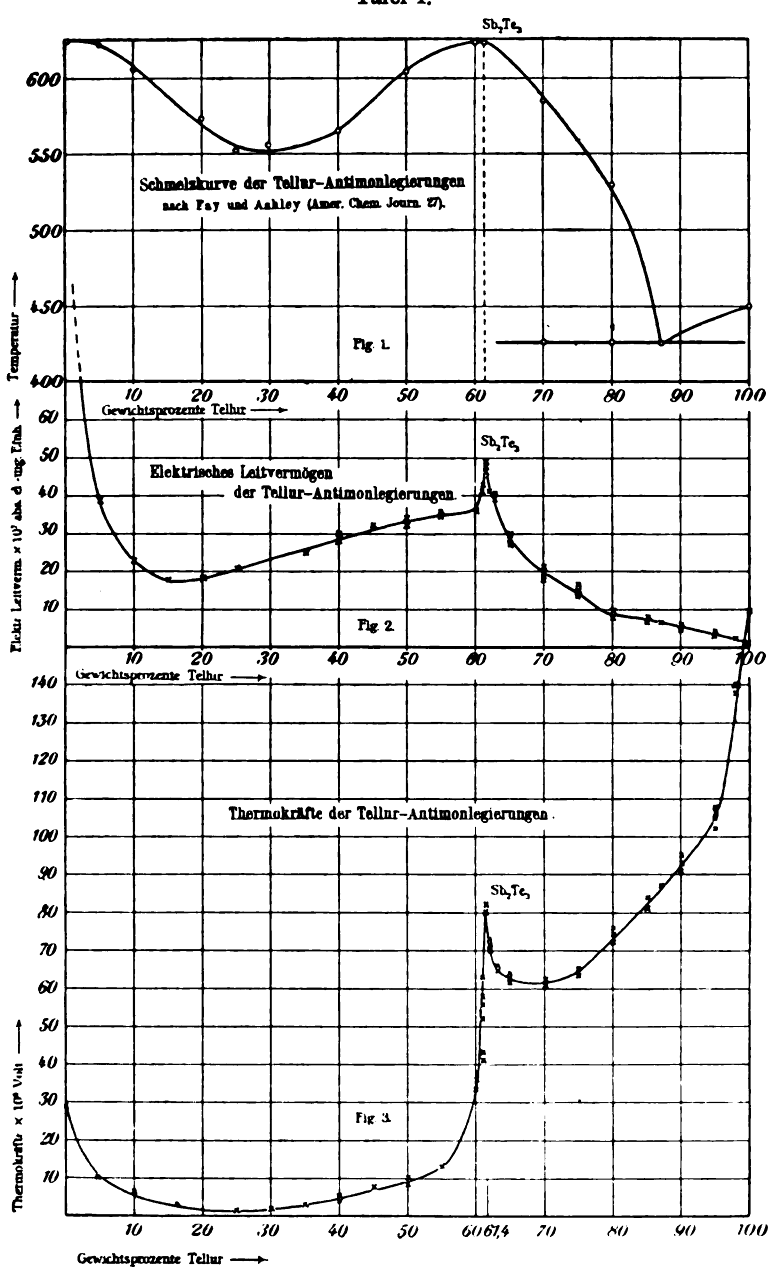
der Vorgeschichte auf die Leitfähigkeit konnte ich ebenfalls bei beiden Modifikationen beobachten; das Leitvermögen sank durch langsame Abkühlung auf den 10. bis 12. Teil des ursprünglichen Wertes, so daß man von einem „spezifischen Leitvermögen“ hier nicht reden kann, nur die in den extremsten Fällen erhaltenen Werte können als ungefährer Anhalt dienen. Für Tellur α erhielt ich gleich nach der Herstellung Werte von $1{,}7 \cdot 10^{-7}$ elektromagnetische Einheiten, die durch Erwärmung und dann erfolgende langsame Abkühlung bis auf 0,13 Einheiten sanken; für Tellur β ergaben sich dagegen $0{,}04 \cdot 10^{-7}$ bzw. $0{,}004 \cdot 10^{-7}$ elektromagnetische Einheiten des Leitvermögens.

Von den Legierungen des Tellurs untersuchte ich zunächst das System Tellur-Antimon, dessen Konstitution durch die Herren FAY und ASHLEY[1]) auf thermischem Wege ermittelt war. Wie das in Fig. 1 der Tafel I wiedergegebene Schmelzdiagramm zeigt, tritt hier die Verbindung Sb_2Te_3 auf, die im festen Zustande mit Tellur keine Mischbarkeit zeigt, wohl aber mit Antimon eine kontinuierliche Reihe von Mischkristallen bildet, was auch aus der mikroskopischen Untersuchung hervorging. Die von mir gefundene Kurve der Thermokräfte ist in Fig. 3 der Tafel I wiedergegeben; es zeigt sich, daß Zusatz von Antimon zunächst die Thermokraft des Tellurs stark erniedrigt, dann aber, bei 70 Proz. Tellur, biegt die Kurve allmählich um, erreicht bei der der Verbindung entsprechenden Konzentration einen Höchstwert und fällt von dann sehr steil ab. Der weitere Verlauf ist weniger stark gekrümmt, er endigt in allmählichem Anstieg bei dem reinen Antimon entsprechenden Werte der Thermokraft.

Für das elektrische Leitvermögen der Metallegierungen war Herr GUERTLER[2]) auf Grund des reichen ihm vorliegenden Beobachtungsmaterials zu den Regeln gekommen, daß die Leitfähigkeit binärer Metallegierungen, die keine Mischbarkeit im festen Zustande besitzen, eine lineare Funktion der Volumkonzentration ist, daß dagegen das Leitvermögen metallischer Mischkristalle um vieles geringer ist, als nach der Mischungsregel zu erwarten wäre, und daß die Leitfähigkeitskurven solcher Legierungen, in denen

[1]) FAY u. ASHLEY, Amer. Chem. Journ. 27, 1902.
[2]) GUERTLER, ZS. f. anorg. Chem. 51, 1906.

Tafel I.



Tellur-Antimon.

der Vorgeschichte auf die Leitfähigkeit konnte ich ebenfalls bei beiden Modifikationen beobachten; das Leitvermögen sank durch langsame Abkühlung auf den 10. bis 12. Teil des ursprünglichen Wertes, so daß man von einem „spezifischen Leitvermögen" hier nicht reden kann, nur die in den extremsten Fällen erhaltenen Werte können als ungefährer Anhalt dienen. Für Tellur α erhielt ich gleich nach der Herstellung Werte von $1,7 . 10^{-7}$ elektromagnetische Einheiten, die durch Erwärmung und dann erfolgende langsame Abkühlung bis auf 0,13 Einheiten sanken; für Tellur β ergaben sich dagegen $0,04 . 10^{-7}$ bzw. $0,004 . 10^{-7}$ elektromagnetische Einheiten des Leitvermögens.

Von den Legierungen des Tellurs untersuchte ich zunächst das System Tellur-Antimon, dessen Konstitution durch die Herren Fay und Ashley[1]) auf thermischem Wege ermittelt war. Wie das in Fig. 1 der Tafel I wiedergegebene Schmelzdiagramm zeigt, tritt hier die Verbindung Sb_2Te_3 auf, die im festen Zustande mit Tellur keine Mischbarkeit zeigt, wohl aber mit Antimon eine kontinuierliche Reihe von Mischkristallen bildet, was auch aus der mikroskopischen Untersuchung hervorging. Die von mir gefundene Kurve der Thermokräfte ist in Fig. 3 der Tafel I wiedergegeben; es zeigt sich, daß Zusatz von Antimon zunächst die Thermokraft des Tellurs stark erniedrigt, dann aber, bei 70 Proz. Tellur, biegt die Kurve allmählich um, erreicht bei der der Verbindung entsprechenden Konzentration einen Höchstwert und fällt von dann sehr steil ab. Der weitere Verlauf ist weniger stark gekrümmt, er endigt in allmählichem Anstieg bei dem reinen Antimon entsprechenden Werte der Thermokraft.

Für das elektrische Leitvermögen der Metallegierungen war Herr Guertler[2]) auf Grund des reichen ihm vorliegenden Beobachtungsmaterials zu den Regeln gekommen, daß die Leitfähigkeit binärer Metallegierungen, die keine Mischbarkeit im festen Zustande besitzen, eine lineare Funktion der Volumkonzentration ist, daß dagegen das Leitvermögen metallischer Mischkristalle um vieles geringer ist, als nach der Mischungsregel zu erwarten wäre, und daß die Leitfähigkeitskurven solcher Legierungen, in denen

---

[1]) Fay u. Ashley, Amer. Chem. Journ. 27, 1902.
[2]) Guertler, ZS. f. anorg. Chem. 51, 1906.



Tafel I.

Sb_2Te_3

Schmelzkurve der Tellur-Antimonlegierungen
nach Fay und Ashley (Amer. Chem. Journ. 27).

Fig. 1.

Temperatur →

600
550
500
450
400

10 20 30 40 50 60 70 80 90 100

Gewichtsprozente Tellur →

Sb_2Te_3

Elektrisches Leitvermögen
der Tellur-Antimonlegierungen.

Fig. 2.

Elektr. Leitverm. × 10' abs. d. · mg. Einh. →

60
50
40
30
20
10

10 20 30 40 50 60 70 80 90 100

Gewichtsprozente Tellur →

Thermokräfte der Tellur-Antimonlegierungen.

Sb_2Te_3

Fig. 3.

Thermokräfte × 10⁶ Volt →

140
130
120
110
100
90
80
70
60
50
40
30
20
10

10 20 30 40 50 60 61,4 70 80 90 100

Gewichtsprozente Tellur →

Tellur-Antimon.

Verbindungen auftreten, durch einen Knick bei der entsprechenden Konzentration charakterisiert sind.

Die von mir ermittelten Werte der elektrischen Leitfähigkeit sind in Fig. 2 der Tafel I zu einem kontinuierlichen Kurvenzug vereinigt worden; auch hier prägt sich die Verbindung entsprechend der GUERTLERschen Theorie recht deutlich aus.

Es zeigt sich somit, daß zwischen Konstitution und Thermokraft dieses Systems ein unverkennbarer innerer Zusammenhang besteht, und zwar möchte ich diese Beziehung nicht nur in dem scharfen Hervortreten der Verbindung auf der Thermokraftkurve erblicken, sondern die Analogie auch noch auf das Auftreten der Mischkristalle zwischen 0 und 60 Proz. Tellur ausdehnen; denn in diesem Bereich zeigt die Kurve der Thermokräfte einen steil abfallenden, gekrümmten Verlauf und ein Vergleich der Thermokräfte, die die Herren FEUSSNER und LINDECK [1]) für Kupfer-Nickel, Herr REICHARDT [2]) für Kupfer-Kobalt erhalten haben, mit den Ergebnissen der thermischen und mikroskopischen Untersuchung machen es sehr wahrscheinlich, daß Mischkristallbildung in thermoelektrischer Hinsicht durch eine Kurve, wie sie hier zwischen Antimon und der Verbindung Sb_2Te_3 auftritt, zum Ausdruck kommt.

In Fig. 1 der Tafel II ist das von Herrn FAY [3]) ausgearbeitete Schmelzdiagramm des Systems Tellur-Zinn wiedergegeben, aus dem sich ergibt, daß die hier auftretende Verbindung Te-Sn mit ihren beiden Komponenten keine merkliche Mischbarkeit im festen Zustande besitzt. Auf der Kurve der Thermokräfte — Fig. 3 der Tafel II — kommt die Verbindung ebenfalls deutlich zum Ausdruck, der Verlauf der beiden von ihr ausgehenden Zweige ist ein annähernd linearer. Die Leitfähigkeitskurve dieser Legierungsreihe ist in Fig. 2 der Tafel II dargestellt; mit steigendem Zinngehalt nimmt das Leitvermögen immer mehr zu, die Verbindung ist hier nur schwach ausgeprägt.

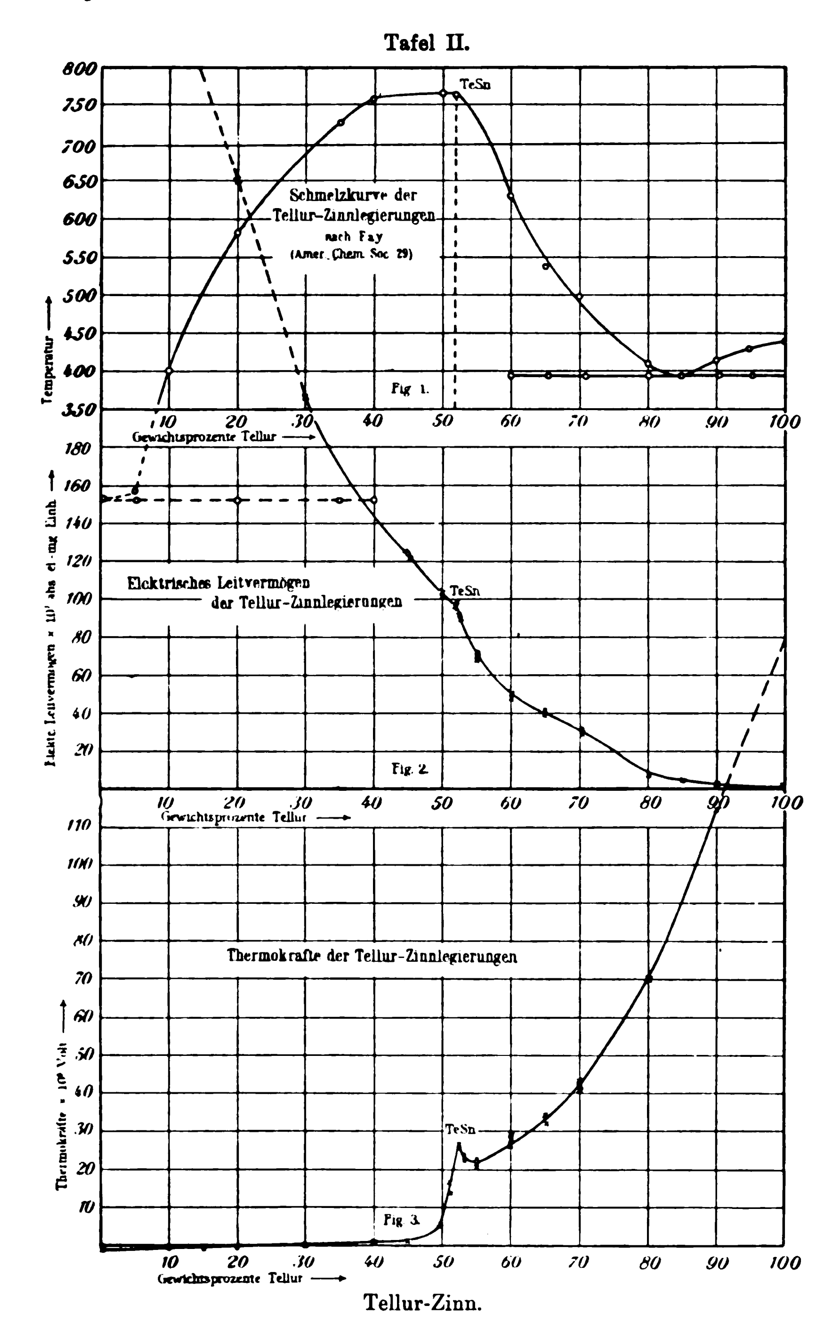
---

[1]) FEUSSNER u. LINDECK, Wissensch. Abh. d. Phys.-Techn. Reichsanstalt 2, 1895.

[2]) REICHARDT, Ann. d. Phys. (4) 6, 1901.

[3]) FAY, Journ. Amer. Chem. Soc. 29, 1906.

Tafel II.



Tellur-Zinn.

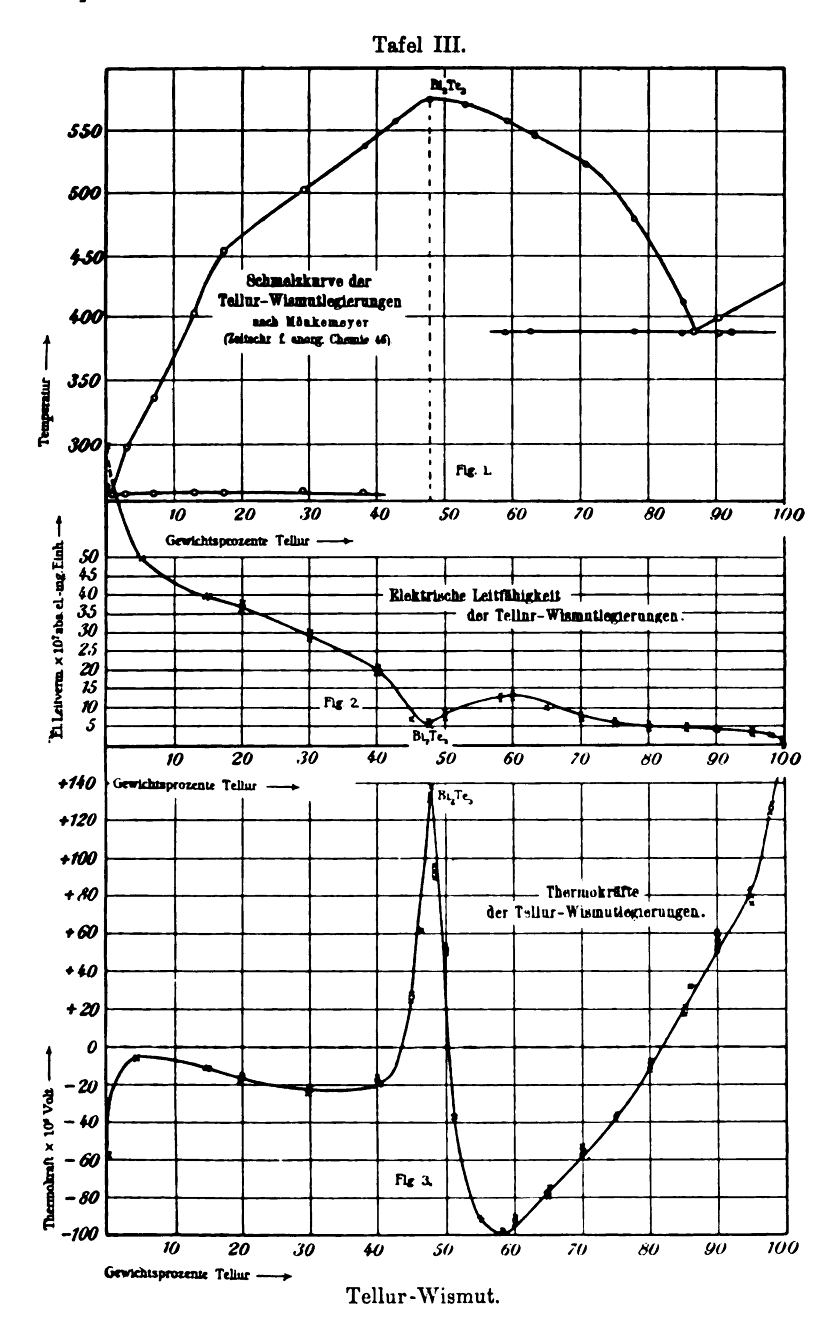
Dann sei hier noch in Kürze auf das System Tellur-Wismut eingegangen. Herr MÖNKEMEYER[1]) hatte durch die thermische Analyse ermittelt, daß sich hier die Verbindung Bi_2Te_3 bildet, und auf den Abkühlungskurven, deren Konzentration zwischen der Verbindung, reinem Tellur einerseits und reinem Wismut andererseits lag, eutektische Haltepunkte festgestellt, außer bei den Legierungen, deren Zusammensetzung 53,2 und 42,79 Proz. Tellur entsprach, wie Fig. 1 der Tafel III veranschaulicht. In thermoelektrischer Hinsicht bildet Tellur-Wismut das merkwürdigste bisher bekannte System. Wie Fig. 3 der Tafel III zeigt, fällt die Thermokraft des Tellurs durch Wismutzusatz ständig, bei 60 Proz. Tellur beträgt die Thermokraft — 100 Mikrovolt, fast das Doppelte des reinen Wismuts, und erreicht dann bei der Konzentration der Verbindung in außerordentlich steilem Anstieg einen Höchstwert von + 140 Mikrovolt; dann fällt die Kurve wieder stark geneigt ab und endigt unter beträchtlicher Krümmung bei dem Wismut entsprechenden Werte der Thermokraft. Für die der Verbindung Bi_2Te_3 entsprechenden Legierungen ergaben sich stark voneinander abweichende Werte, sie lagen zwischen 140 und 105 Mikrovolt. Da nun Herr MÖNKEMEYER bei der thermischen Untersuchung in der Nähe der Konzentration der Verbindung keine eutektischen Haltepunkte nachweisen konnte, andererseits Herr RUER[2]) bewiesen hat, daß eine Verbindung, die für ihre Komponenten Löslichkeit besitzt, im Gleichgewichtszustande dissoziiert sein muß, so glaube ich diese Abweichungen auf eine Dissoziation dieser Verbindung zurückführen zu können; jedenfalls wurde diese Ansicht dadurch in gewissem Sinne bestätigt, daß Erwärmung auf 370° und dann erfolgende langsame Abkühlung dieser Legierungen, also Begünstigung der Dissoziation, Erniedrigung der Thermokraft zur Folge hatte.

Sehr merkwürdig ist der in Fig. 2 der Tafel III wiedergegebene Verlauf des Leitvermögens zwischen Tellur und der Verbindung. Nach MATTHIESSEN kann die elektrische Leitfähigkeit in einem System nie höher sein, als die gerade Verbindungslinie beider Komponenten angibt, außer wenn sich in dem System eine Ver-

---

[1]) MÖNKEMEYER, ZS. f. anorg. Chem. 46, 1905.
[2]) R. RUER, ZS. f. phys. Chem. 59, 1907.

Tafel III.



Tellur-Wismut.

bindung bildet, und diese Regel ist ausnahmslos bestätigt worden. Da nun hier bei 60 Proz. Tellur eine Erhöhung des Leitvermögens auftritt, das Schmelzdiagramm aber nicht auf das Vorhandensein einer weiteren Verbindung schließen läßt, so erscheint dieses Verhalten nur durch die Annahme erklärlich, daß unterhalb der eutektischen Temperatur unvollständige Bildung einer zweiten Verbindung auftritt; doch war es mir auch durch schnelles Abschrecken nicht möglich, eine Änderung der Thermokraft oder des Leitvermögens herbeizuführen, die eventuell zur Stütze dieser Annahme gedient hätte.

Schmelzdiagramme über sonstige Tellurlegierungen liegen noch vor über Tellur-Blei und Tellur-Kupfer. Im System Tellur-Blei bildet sich nach den Herren FAY und GILLSON[1]) die Verbindung PbTe, die erst durch sehr starke Erwärmung zum Schmelzen gebracht werden kann. Aus diesem Grunde war es mir nicht möglich, eine kontinuierliche Legierungsreihe in der für diese Messungen erforderlichen Form herzustellen, da die hierbei auftretende Verdampfung von Tellur und Blei unkontrollierbare Konzentrationsänderungen herbeiführen mußte. Ich konnte nur ermitteln, daß der Verbindung PbTe — 70 Mikrovolt entsprechen, die Kurve also hier ein Minimum aufweisen muß. Auch die Untersuchung der Thermokräfte des Systems Tellur-Kupfer konnte ich aus dem gleichen Grunde nicht durchführen.

Dann bestimmte ich noch Thermokraft und Leitvermögen der Legierungen Silber-Antimon, Wismut-Antimon und Kupfer-Phosphor. Nach Herrn PETRENKO[2]) liegt im System Silber-Antimon ein verdecktes Maximum bei 27,07 Proz. Antimon, entsprechend der Verbindung $SbAg_3$, vor. Die Kurve der Thermokräfte erreicht an dieser Stelle mit — 7,8 Mikrovolt einen Niedrigstwert, die des Leitvermögens besitzt hier ein relatives Maximum. Wie die Herren GUERTLER und TAMMANN[3]) gezeigt haben, bildet sich zwischen Antimon und Wismut keine Verbindung, jedoch scheinen beide in gewissem Grade ineinander auch im festen Zustande löslich zu sein. Außer einem Knick bei 10 Proz. Antimon zeigen die Kurven der Thermokraft und

[1]) FAY u. GILLSON, Amer. Chem. Journ. 27, 1902.
[2]) PETRENKO, ZS. f. anorg. Chem. 50, 1906.
[3]) GUERTLER u. TAMMANN, ebenda 44, 1905.

des Leitvermögens keine besonderen Eigentümlichkeiten. Herr Professor HEYN hatte die Liebenswürdigkeit, mir die Kupfer-Phosphor-Legierungen, die ihm und Herrn Professor BAUER[1]) zur Untersuchung gedient hatten, zur Verfügung zu stellen. Der hier auftretenden Verbindung Cu_3P entspricht auf der Thermokraftkurve ein Höchstwert mit 6,9 Mikrovolt.

Zusammenfassung.

Die Untersuchung der thermoelektrischen Eigenschaften der Systeme Tellur-Antimon, Tellur-Zinn, Tellur-Wismut, Tellur-Blei, Antimon-Silber und Kupfer-Phosphor hat somit ergeben, daß die Bestimmung der Thermokräfte ein recht empfindliches Reagens für das Auftreten der Verbindungen in diesen Legierungsreihen bildet. Der Verlauf der Kurven zwischen den Komponenten und den Verbindungen ist ein kontinuierlicher, und zwar scheint sich dabei Mischkristallbildung durch eine starke Krümmung der entsprechenden Kurven auszuprägen, während bei Nichtmischbarkeit im festen Zustande der Verlauf weniger stark gekrümmt ist.

Die Bestimmung der Thermokräfte der Legierungen wird somit in vielen Fällen zur Stütze der aus der thermischen Analyse gezogenen Schlüsse mit Vorteil verwendet werden können, da die Messung unmittelbar an dem erstarrten Regulus vorgenommen werden kann, während die Bestimmung der elektrischen Leitfähigkeit durch die Sprödigkeit der meisten Legierungen infolge der Notwendigkeit, den Substanzen für diesen Zweck eine bestimmte geometrische Form zu geben, sehr erschwert wird.

---

[1]) HEYN u. BAUER, Mitteil. aus dem Kgl. Mat.-Prüf.-Amt Gr.-Lichterfelde 1906.

Vergleichende magnetische Untersuchungen an Ringen aus Eisen und Eisensiliciumlegierungen;

von Martin Otto.

(Auszug aus der Inaug.-Diss. Halle 1909.)
(Vorgelegt in der Sitzung vom 4. März 1910.)
(Vgl. weiter unten.)

---

§ 1. Die magnetischen Eigenschaften von Eisen und Stahl sind bekanntlich von der chemischen Zusammensetzung des Materials in hohem Grade abhängig. Außerdem ist für den magnetischen Zustand nach Untersuchungen von E. GUMLICH und E. SCHMIDT [1]) sowie von F. RÜCKER [2]) die Stufenzahl des Magnetisierungsprozesses von Wichtigkeit.

Auf Anregung von Herrn Geheimrat Prof. Dr. DORN habe ich für vier Eisensiliciumlegierungen [von 0, 0,61, 1,94, 4,55 Proz. Siliciumgehalt [3])] die Abhängigkeit der magnetischen Verhältnisse von der Stufenzahl geprüft, ferner auch die sogenannte magnetische Viskosität (Nachwirkung) des näheren studiert, in der Absicht, einen eventuellen Einfluß des Siliciumgehaltes auf die genannten Erscheinungen festzustellen.

Die hierzu ausgeführten Versuche gaben dann Gelegenheit, auch die Koerzitivkraft und den Hysteresisverlust in ihren relativen Größenverhältnissen zu ermitteln. Außerdem, und zwar geschah dies zu allererst, gab eine allgemeine Untersuchung Aufklärung über die durch Silicium bewirkten Änderungen der Magnetisierbarkeit überhaupt.

Über die Versuchsanordnung will ich hier nur bemerken, daß die ballistische Methode an ringförmigen Objekten (zusammen-

---

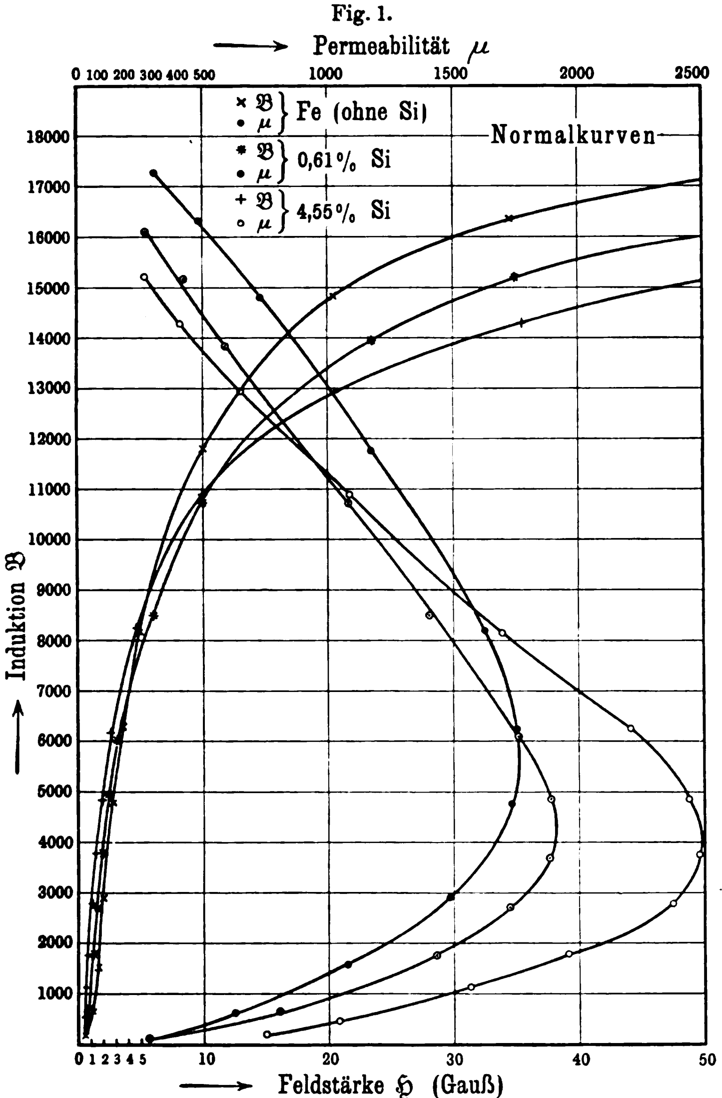
[1]) Elektrot. ZS. 21, 233, 1900.

[2]) Inaug.-Diss. Halle 1905.

[3]) Ob andere Beimengungen in nennenswertem Betrage vorhanden waren, entzieht sich meiner Kenntnis. Ich habe im folgenden die Legierung mit 1,94 Proz. Si unberücksichtigt gelassen, weil bei der von mir untersuchten Probe besondere Verhältnisse vorzuliegen scheinen, denen allerdings keine prinzipielle Bedeutung beizulegen ist und deren Darlegung hier zu weit führen würde.

gesetzt aus einer Anzahl elektrisch voneinander isolierter, etwa 0,3 mm dicker Blech-Kreisringe von 12 cm äußerem Durchmesser

Fig. 1.



und 0,5 cm Breite und umgeben mit primärer und sekundärer Spule) Verwendung fand. Die Magnetisierungsprozesse wurden

mittels eines besonders eingerichteten Rheostaten in Stufen gleicher Feldstärke unterteilt. Betreffs Einzelheiten in der Ausführung der Versuche muß ich mich mit dem Hinweis auf meine Dissertation begnügen und wende mich daher sogleich zu den Ergebnissen.

§ 2. Die Normalkurven. Zur Charakterisierung der Eigenschaften des Materials wird man eine leicht und schnell durchführbare Versuchsanordnung wählen, bei welcher Störungen durch Streuung der Kraftlinien ausgeschlossen sind. Man wird ein geschlossenes Toroid benutzen und die Gesamtinduktion messen, welche durch plötzliche Herstellung des magnetischen Feldes entsteht („Einstufenversuche"), und zwar wird man, um von einer Vorgeschichte des Toroids unabhängig zu sein, mehrmals ummagnetisieren. Durch graphische Verwertung der so erhaltenen Beobachtungen ergeben sich die sogenannten „Normalkurven".

Die folgenden Tabellen bringen die Zahlendata, auf Grund deren die Normalkurven der Fig. 1 unterworfen wurden, und zwar gibt jeweils die erste Kolumne die Feldstärke $\mathfrak{H}$ in Gauß, die zweite die zugehörige magnetische Induktion $\mathfrak{B}$, die dritte die aus beiden berechnete Permeabilität $\mu = \frac{\mathfrak{B}}{\mathfrak{H}}$.

Fe.

$\mathfrak{H}$	$\mathfrak{B}$	μ	$\mathfrak{H}$	$\mathfrak{B}$	μ
0,30	84,38	282,2	4,9	8107	1638
0,99	623,9	629	10,0	11765	1175
1,48	1593	1076	20,3	14790	731
2,0	2964	1486	34,3	16310	476
2,8	4798	1731	56,1	17170	306
3,5	6178	1746			

0,61 Si.

$\mathfrak{H}$	$\mathfrak{B}$	μ	$\mathfrak{H}$	$\mathfrak{B}$	μ
0,29	84,23	257,8	3,5	6048	1746
0,80	640,9	801	6,1	8492	1398
1,27	1801	1420	10,0	10800	1078
1,6	2776	1731	23,6	13900	589
2,0	3693	1864	34,9	15120	433
2,6	4897	1872	55,5	16060	290

4,55 Si.

$\mathfrak{H}$	$\mathfrak{B}$	μ	$\mathfrak{H}$	$\mathfrak{B}$	μ
0,30	225,8	748	2,8	6 198	2204
0,50	518,1	1046	4,8	8 122	1694
0,72	1124	1566	10,0	10 887	1088
0,90	1772	1967	20,3	12 930	637
1,2	2856	2384	35,4	14 290	404
1,5	3745	2476	55,3	15 260	276
2,0	4861	2437			

Die normalen $\mathfrak{B}$—$\mathfrak{H}$- und μ—$\mathfrak{B}$-Kurven der Fig. 1 zeigen nun, daß in schwachen Feldern die legierten Bleche eine weit höhere Induktion und Permeabilität besitzen als das gewöhnliche Eisenblech. Die Anordnung der Kurven ist dabei vollkommen dem Prozentgehalte an Si entsprechend. Genau das Analoge, nur in umgekehrter Reihenfolge, finden wir bei höheren Feldstärken. Hier bleiben also die Legierungen, wenn auch nicht beträchtlich, in ihren magnetischen Eigenschaften hinter dem Eisen zurück. Meine Beobachtungen stimmen hierin mit bereits bekannten Tatsachen überein, weichen jedoch insofern ab, als die Werte des Permeabilitätsmaximums, welche für Fe etwa 1750, 0,61 Si etwa 1900, 4,55 Si etwa 2500 betragen, ungewöhnlich klein erscheinen im Vergleich zu den sonst meist erhaltenen Werten.

Es beruht dies auf einer ziemlich erheblichen magnetischen Härte meiner sämtlichen Materialien, welche zu einem großen Teile von dem Herausschneiden der Ringscheiben aus den Blechen herrühren wird [1]). Auch war ein Ausglühen der Ringe nicht vorgenommen worden. In meiner Dissertation habe ich aber begründet, daß meine sämtlichen übrigen Ergebnisse wegen ihres relativen Charakters von der bei allen Materialien gefundenen abnormen magnetischen Härte nicht berührt werden können.

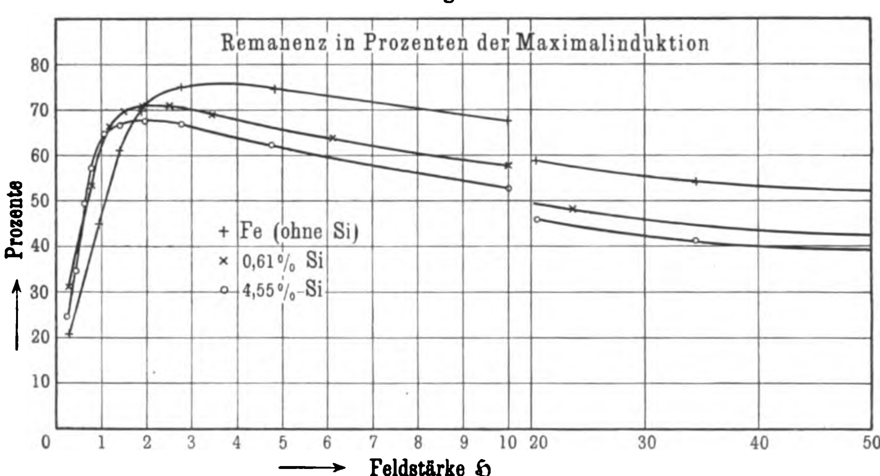
Aus den Einstufenversuchen, welche die Normalkurven lieferten, ergaben sich ferner (indem der das jeweilige Feld hervorrufende Magnetisierungsstrom nicht direkt kommutiert, sondern zuerst auf Null reduziert wurde) ohne weiteres die Kurven für die Remanenz. Diese verlaufen ganz ähnlich wie die Kurven der Fig. 1; ich

[1]) Vgl. E. Gumlich u. E. Vollhardt, Elektrot. ZS. 29, 903, 1908. Von dieser Abhandlung erhielt ich erst nach Abschluß meiner Arbeit Kenntnis.

erspare mir daher ihre Wiedergabe, füge jedoch an ihrer Stelle die in Fig. 2 enthaltenen Kurven bei, welche die Remanenz in Prozenten der Maximalinduktion zeigen und ein recht übersichtliches Bild gewähren.

§ 3. **Einfluß der Stufenzahl auf die Maximalinduktion.** Nach der soeben erörterten allgemeinen Untersuchung wurde dazu übergegangen, den Einfluß der Stufenzahl auf die maximale Induktion festzustellen. Zur Versuchsausführung sei bemerkt, daß stets vom unmagnetischen Zustand ausgegangen

Fig. 2.



und außerdem zwecks Vermeidung der durch die sogenannte „molekulare Akkommodation" [1]) bewirkten allmählichen Änderung der Hysteresisschleife mehrmals ummagnetisiert wurde, wobei dann natürlich in dem ganzen durch die Zeichen:

$$0 \rightarrow + \mathfrak{H}_{max} \rightarrow 0 \rightarrow \underline{- \mathfrak{H}_{max} \rightarrow 0 \rightarrow + \mathfrak{H}_{max} \rightarrow 0 \rightarrow - \mathfrak{H}_{max}}$$

angedeuteten Magnetisierungsprozesse nur die auf den unterstrichenen Teil sich beziehenden Ablesungen verwertet wurden.

Die Resultate gebe ich in den folgenden Tabellen, in denen die prozentualen Unterschiede der bei den Stufenzahlen 3, 6, 12, 24

[1]) Vgl. G. Wiedemann, Die Lehre von der Elektrizität. 2. Aufl. 1895. 3. Bd., S. 491.

erhaltenen Induktionen $\mathfrak{B}_{max}$ dem bei einer Stufe erhaltenen $\mathfrak{B}_{max_1}$ [1]) gegenübergestellt sind:

$\mathfrak{B}_{max} - \mathfrak{B}_{max_1}$ in Prozenten von $\mathfrak{B}_{max_1}$.

Fe.

Stufen	Feldstärke $\mathfrak{H}_{max}$ (Gauß)					
	0,3	1,5	2,0	2,8	10,0	56
3	— 3,3	— 1,6	— 2,0	— 2,4	— 0,2	+ 1,1
6	— 5,8	— 4,6	— 3,4	— 1,9	— 0,8	— 0,1
12	— 9,1	—	— 4,7	— 3,6	— 1,8	+ 1,4
24	—	—	— 9,2	—	—	+ 0,4

0,61 Si.

Stufen	Feldstärke $\mathfrak{H}_{max}$					
	0,3	0,8	1,3	2,0	10,0	55
3	— 0,8	—	— 1,6	— 1,1	+ 0,2	+ 0,3
6	—	— 2,7	— 1,7	— 1,3	— 0,1	+ 1,4
12	— 2,5	—	— 4,2	— 2,8	— 0,6	+ 1,8
24	—	—	— 8,4	— 5,2	— 2,4	+ 1,3

4,55 Si.

Stufen	Feldstärke $\mathfrak{H}_{max}$				
	0,5	0,9	1,5	10,0	55
3	+ 0,0	— 1,1	— 0,6	— 0,5	—
6	— 0,4	+ 0,0	— 1,2	+ 0,1	+ 0,9
12	—	— 1,5	— 2,0	— 0,5	+ 0,7

Nach diesen Tabellen erfährt der Maximalbetrag der prozentualen Differenz durch Anwesenheit von Silicium eine sehr erhebliche Erniedrigung; gleichzeitig sieht man, daß das Gebiet der Feldstärken, für welche die Abhängigkeit hervortritt, bedeutend eingeengt wird, und daß mit abnehmendem Siliciumgehalte eine Verschiebung des Abhängigkeitsmaximums nach niedrigeren Feldstärken hin eintritt. Diese ist so auffallend, daß bei Fe sogar

[1]) Vgl. die Tabellen auf S. 242 u. 243.

bis zu einer Feldstärke von 0,3 Gauß hinunter ein dauerndes Anwachsen der Abhängigkeit von der Stufenzahl gefunden wurde, wogegen die beiden Legierungen 0,61 Si und 4,55 Si eine deutliche Verringerung der Abhängigkeit mit abnehmenden Feldstärken aufweisen. Mit steigenden Feldstärken nimmt dagegen die Abhängigkeit jenseits ihres Maximums bei allen Proben in regelmäßiger Weise ab.

Ganz aus dem Rahmen der für schwächere Felder gefundenen Gesetzmäßigkeit herausfallend ist das Verhalten der drei Proben in stärkeren Feldern (etwa 55 Gauß). Hier sind fast durchgängig die Werte von $\mathfrak{B}_{max_1}$ kleiner als die Maximalinduktionen bei den mehrstufigen Versuchsreihen. Der Unterschied ist nicht groß (im Höchstfalle 1,8 Proz.); es ist weder eine Abhängigkeit von der Stufenzahl innerhalb desselben Ringes noch von den einzelnen Materialien festzustellen.

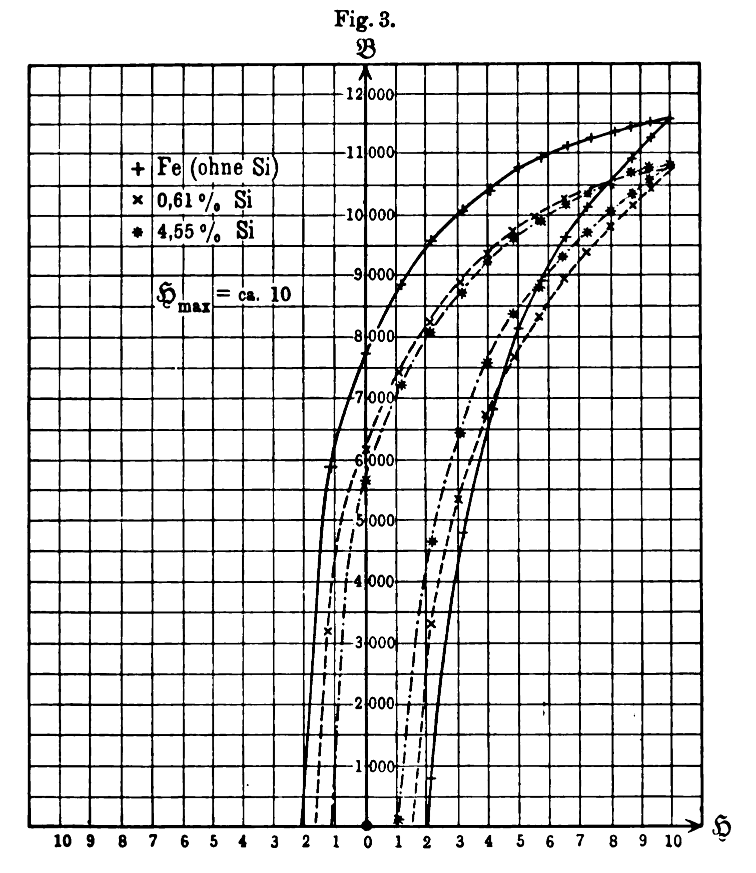
§ 4. Einfluß des Siliciums auf Koerzitivkraft und Hysteresisverlust. Mittels der im vorigen Abschnitte erwähnten Magnetisierungsversuche, und zwar der hiernach gezeichneten Hysteresisschleifen, war es nun auch möglich, den Einfluß des Siliciums auf die Größe der Koerzitivkraft und den Energieverlust durch Hysteresis zu bestimmen. Als Ergebnis folgt, daß beide durch Anwesenheit von Silicium bedeutend abnehmen. Aus Fig. 3 ist dies deutlich zu ersehen, noch viel besser freilich bei den für $\mathfrak{H}_{max} =$ etwa 55 Gauß erhaltenen Hysteresisschleifen, auf deren Wiedergabe an dieser Stelle ich jedoch wegen des zu wählenden großen Maßstabes verzichten muß. Meine Beobachtungen bestätigen demnach die sonst bereits bekannten Tatsachen auch für die hier verwendeten Bleche, ausgenommen eine Beobachtung bei $\mathfrak{H}_{max} =$ etwa 0,3, wo umgekehrt eine Zunahme von Koerzitivkraft und Hysteresisverlust mit steigendem Siliciumgehalt eintritt.

§ 5. Versuche über magnetische Nachwirkung. Unter der magnetischen Nachwirkung, auch Viskosität genannt, versteht man die Erscheinung, daß der magnetische Zustand der ihn hervorrufenden Kraft nicht momentan folgt, sondern eine gewisse merkliche Zeit dazu braucht. Ihre Messung beim ballistischen Verfahren läuft im Prinzip darauf hinaus, den Sekundärkreis im Momente der Stromschließung offen zu halten und erst eine gewisse Zeit nach Variation des Magnetisierungsstromes zu schließen,

worauf dann etwa noch erfolgende Änderungen im magnetischen Zustande des Objektes sich durch einen am Galvanometer ablesbaren Induktionsstrom kundgeben.

Da von vornherein beabsichtigt war, die Nachwirkungserscheinungen besonders unter Berücksichtigung sehr kleiner Zeit-

Fig. 3.



differenzen zu studieren, bediente ich mich einer zweckentsprechend abgeänderten ATWOODschen Fallmaschine [1]). Es wurden hiermit die Ringe von Fe, 0,61 Si, 4,55 Si bei je drei verschiedenen Feldstärken untersucht. Im folgenden sind die Zeitdifferenzen sowie

[1]) Näheres in meiner Dissertation S. 37.

die zugehörigen Ausschläge (ev. umgerechnet auf gleiche Empfindlichkeit des Galvanometers) in Skalenteilen (mm) tabellarisch zusammengestellt.

Fe.

Zeit in Sekunden	Feldstärke $\mathfrak{H}$			Zeit in Sekunden	Feldstärke $\mathfrak{H}$		
	0,3	2,0	10		0,3	2,0	10
0,0000	148,4	6920	26 700	0,1250	—	7,4	4,2
0,0250	6,0	326,8	14,0	0,1875	—	5,5	—
0,0375	—	182,0	5,0	0,250	—	5,3	3,6
0,0500	2,5	64,6	—	0,375	—	—	3,4
0,0625	1,7	28,9	—	0,5	—	3,7	2,4
0,0750	—	19,0	4,2	1.0	—	2,5	1,7
0,0875	0,3	13,8	—	2,0	—	1,2	—
0,1000	—	9,7	—	5,0	—	0,5	0,4

0,61 Si.

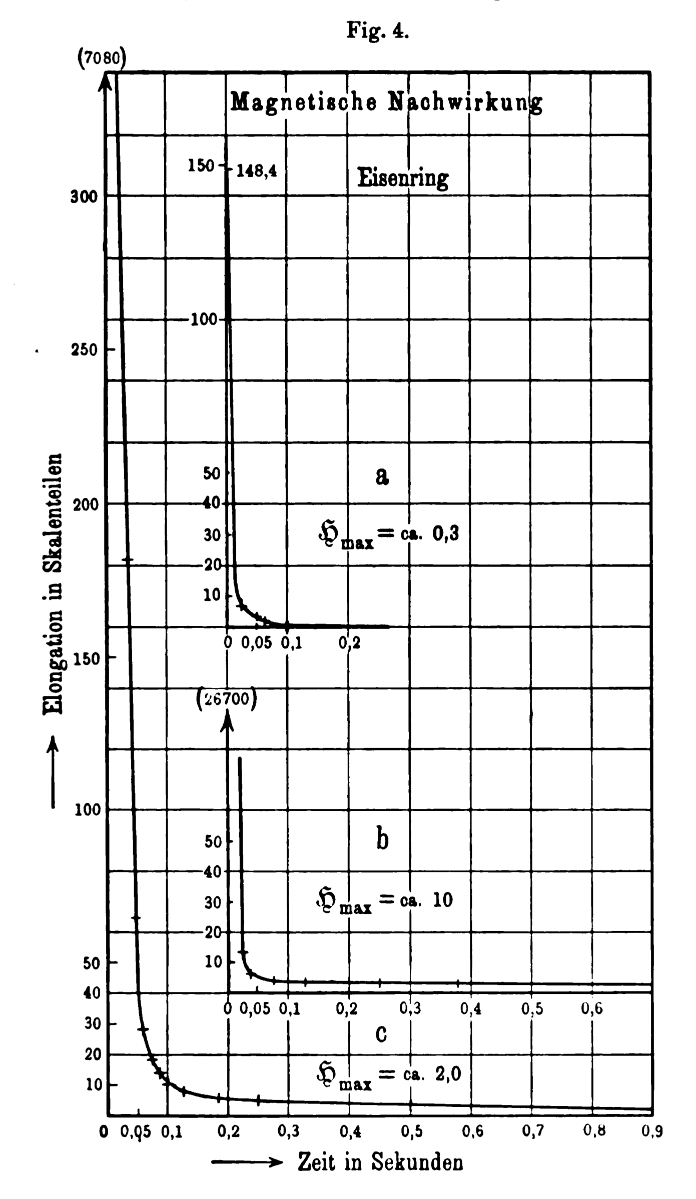
Zeit in Sekunden	Feldstärke $\mathfrak{H}$			Zeit in Sekunden	Feldstärke $\mathfrak{H}$		
	1,3	2,0	10		1,3	2,0	10
0,0000	3150	6300	17 720	0,1125	—	11,9	—
0,0250	639	1556	5,8	0,1250	—	10,5	—
0,0375	389,1	715	—	0,1500	—	—	1,4
0,0500	128,3	388,6	3,7	0,1875	3,4	5,4	0,6
0,0625	69,3	188,4	—	0,250	—	3,7	—
0,0750	31,2	72,7	3,1	0,375	1,7	2,5	—
0,0875	17,6	36,1	—	0,5	1,5	2,0	—
0,1000	8,9	15,6	—	1,0	—	1,4	—

4,55 Si.

Zeit in Sekunden	Feldstärke $\mathfrak{H}$			Zeit in Sekunden	Feldstärke $\mathfrak{H}$		
	0,5	1,5	10		0,5	1,5	10
0,0000	996	9070	24 070	0,1125	0,8	8,0	—
0,0375	3,3	615	— 0,3	0,1250	—	—	—
0,0500	2,8	208,0	—	0,1375	—	3,8	—
0,0625	—	98,8	—	0,1625	—	0,9	—
0,0875	—	15,3	—	0,1875	—	—	—
0,1000	1,1	—	—	0,2500	— 0,2	—	—

Durch Hinzuziehung der Normalkurven (vgl. Fig. 1) läßt sich deutlich erkennen, daß bei allen drei Ringen die Nachwirkung,

Fig. 4.



sowohl absolut wie relativ genommen, ihren größten Betrag bei hohen Werten der Permeabilität erreicht. Die nach den Beobachtungen gezeichneten Kurven [1]) (Fig. 4) charakterisieren sich sämtlich durch einen innerhalb sehr kurzer Zeit erfolgenden plötzlichen Abfall, dem bei Fe und 0,61 Si unvermittelt ein ziemlich langsames Abklingen folgt, während bei 4,55 Si dieses fehlt. Es drückt sich hierin wieder deutlich der Einfluß des Siliciums aus.

[1]) Ich habe mich auf die Wiedergabe der Kurven für Fe beschränkt, da die der Si-Legierungen einen ganz ähnlichen Verlauf zeigen.

Verhandlungen

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

12. Jahrg. 30. März 1910. Nr. 6.

Sitzung vom 4. März 1910.

Vorsitzender: Hr. H. RUBENS.

Hr. **Wilhelm H. Westphal** berichtet über den

Potentialverlauf in nächster Nähe der Kathode bei der Glimmentladung.

Ferner spricht Hr. **H. G. Möller** über die

Berechnung der Wirbelströme in Eisen.

Weiter trägt Hr. **R. Pohl** über

die lichtelektrische Empfindlichkeit der Alkalimetalle als Funktion der Wellenlänge, nach gemeinsam mit Hrn. P. Pringsheim angestellten Versuchen vor.

(Schon abgedruckt S. 215—228.)

Endlich spricht Hr. **M. Born**

zur Elektrodynamik bewegter Körper.

Zur Veröffentlichung in den „Verhandlungen“ der Gesellschaft sind folgende Arbeiten eingegangen:

von Hrn. **Martin Otto**: Vergleichende magnetische Untersuchungen an Ringen aus Eisen und Eisensiliciumlegierungen (schon abgedruckt S. 240—250);

von Hrn. **A. Pflüger**: Absorptions- und Umkehrerscheinungen in leuchtendem Wasserstoff (schon abgedruckt S. 208—214);

von Hrn. **M. von Pirani**: Über die Messung der wahren Temperatur von Metallen;

von Hrn. **J. Franck**: Über die Ionenbeweglichkeit in Argon und den Einfluß geringer Mengen Sauerstoffs auf diese Größe.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Dr. R. Nacken, Assistent am Mineralogischen Institut der Universität Berlin N. 4, Invalidenstraße 43.
(Vorgeschlagen durch Hrn. Th. Liebisch.)

Hr. Ernst Leitz, Wetzlar.
(Vorgeschlagen durch Hrn. F. Jentzsch.)

Hr. Oberingenieur Dr. Beckmann, Berlin NW. 6, Luisenstraße 35.
(Vorgeschlagen durch Hrn. H. Rubens.)

Über Stromschwankungen bei Stoßionisation;
von Edgar Meyer.

(Nach gemeinsam mit Herrn Adolf Müller angestellten Versuchen.)

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 81. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Salzburg am 22. September 1909.)

(Vgl. diese Verh. **11**, 418, 1909.)

---

§ 1. Hat man (im einfachsten Falle) einen einheitlichen radioaktiven Körper vor sich, so ist die pro Zeiteinheit ausgesandte Anzahl Strahlenteilchen nicht konstant, auch wenn man von dem exponentiellen Abklingungsgesetze der radioaktiven Körper absieht. Diese Schwankungen der Strahlung sind bekanntlich von E. von Schweidler [1]) theoretisch vorhergesagt, und von mehreren Seiten [2]) der experimentellen Untersuchung unterworfen worden. Im folgenden sollen sie als „Schweidlersche Schwankungen" bezeichnet werden.

Mißt man nun diese Schweidlerschen Schwankungen an dem Sättigungsstrome, der von dem radioaktiven Körper in einem Gase erzeugt wird, so ist der absolute Betrag der beobachteten Schwankung ε gegeben als [3]):

$$\varepsilon = \sqrt{Z} . C E, \qquad 1)$$

wo Z die pro Zeiteinheit zerfallende Anzahl radioaktiver Atome, E das Elementarquantum der Elektrizität und C die von jedem Strahlenteilchen im Gase gebildete Anzahl Ionen bedeutet.

---

[1]) Egon von Schweidler, Premier Congrès international pour l'étude de la Radiologie et de l'Ionisation, Liège 1905; Beibl. **31**, 356, 1907.

[2]) K. W. Fritz Kohlrausch, Sitzungsber. d. Wien. Akad. **115** [2a], 673, 1906. Edgar Meyer und Erich Regener, Ann. d. Phys. (4) **25**, 757, 1908. Hans Geiger, Phil. Mag. (6) **15**, 539, 1908. Zusammenfassender Bericht: Edgar Meyer, Jahrb. d. Radioakt. u. Elektronik **5**, 423, 1908; **6**, 242, 1909. Vgl. ferner die theoretischen Erörterungen von Norman Campbell, Proc. Camb. Phil. Soc. **15**, 117, 1909.

[3]) Gültig für den Fall, daß beim Zerfall eines radioaktiven Atoms nur ein Strahlenteilchen ausgesandt wird. Vgl. Edgar Meyer, Zusammenfassender Bericht l. c.

Hat man nun zur Untersuchung nur eine geringe Strahlendichte, also kleines Z, oder aber Strahlen von geringem Ionisierungsvermögen, also kleines C, vor sich, so kann es leicht kommen, daß auch die größte erreichbare Elektrometerempfindlichkeit zur Messung der Schwankungen nicht mehr ausreicht. Es liegt dann nahe, die bekannte schöne Methode von RUTHERFORD und GEIGER[1]) anzuwenden. Bei dieser wird das Ionisierungsvermögen eines Teilchens automatisch mit Hilfe der besonders von TOWNSEND[2]) studierten Erscheinung der Ionisation durch Stoß vergrößert.

Wendet man nun diese RUTHERFORD-GEIGERsche Methode zur Messung der SCHWEIDLERschen Schwankungen an, so ergeben sich nicht die einfachen Resultate, die man erwarten sollte, sondern es zeigen sich interessante neue Erscheinungen, über die im folgenden berichtet wird.

§ 2. Die benutzte Versuchsanordnung ist in Fig. 1 schematisch dargestellt. Das Glasgefäß G von 4,5 cm lichter Weite und etwa 0,8 bis 1 mm Wandstärke trägt in dem rechten Ansatzrohre eingekittet eine Messingelektrode A (Scheibe von 3 cm Durchmesser). Ihr gegenüber im Abstande von ungefähr 5 mm befindet sich eine ähnliche Elektrode K von 1 cm Durchmesser, die durch das gut polierte Hartgummistück H getragen wird. H selbst ist in das geerdete Messingrohr M eingekittet, dieses in das linke Ansatzrohr von G. Im Innern von G erweitert sich M zu einem größeren Messingrohre (Wandstärke etwa 0,1 mm), das der Glaswand eng anliegt. Innen trägt dieses weitere Rohr eine Querwand mit einer Bohrung von 12 mm Durchmesser, in die gerade K zu liegen kommt; nach hinten umschließt das Rohr die Elektrode A, wie es die Figur zeigt. Man hat also einen kleinen Kondensator C mit Schutzring und gutem, elektrostatischem Schutze vor sich. Das Glasgefäß kann mit trockener Luft gefüllt und dann mit einer Quecksilberluftpumpe auf einen beliebigen Gasdruck ausgepumpt werden. Zum Messen des Druckes diente ein einfaches unempfindliches MC LEOD-Manometer, das Drucke im Be-

---

[1]) E. RUTHERFORD und H. GEIGER, Proc. Roy. Soc. (A) 81, 141, 1908.

[2]) J. S. TOWNSEND, Phil. Mag. (6) 1, 198, 630, 1901; 3, 557, 1902; 5, 389, 1903; 6, 598, 1903.

reiche von 1 bis 50 mm Hg gut zu messen gestattete. Alle Kittstellen wurden mit weißem Siegellack[1]) hergestellt.

A ist nun über den Amylalkoholwiderstand *D* mit der Hochspannungs-Akkumulatorenbatterie *B* III verbunden. Die Spannung von *B* III konnte grob in Stufen von je 40 Volt bis 2000 Volt verändert werden. Um eine feine Regulierung des Potentials von *A* innerhalb Bruchteilen eines Volt ausführen zu können,

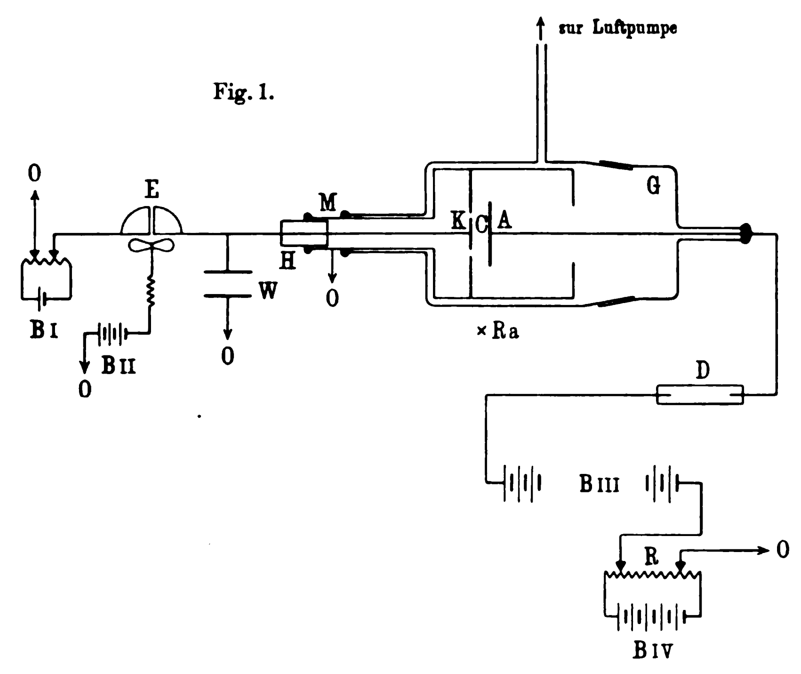


Fig. 1.

ist eine 60 Volt-Akkumulatorenbatterie *B* IV von großer Kapazität durch einen Doppelwiderstand *R* von Ruhstrat (ungefähr 1300 Ohm) geschlossen. Der eine Schiebekontakt liegt an *B* III, der andere an Erde.

K ist mit dem einen Quadrantenpaare eines Dolezalekschen Elektrometers *E* verbunden, gleichzeitig liegt *K* über den Bronson-Widerstand *W* an Erde, so daß die Elektrometerausschläge pro-

[1]) Es wurde der ausgezeichnete weiße Siegellack Nr. 849 A von Liliendahl in Neudietendorf (Thüringen) verwandt.

portional den zur Erde fließenden Strömen sind[1]). Das andere Quadrantenpaar liegt an Erde oder kann zur teilweisen Kompensation des Ausschlages auf ein passendes Potential gebracht werden. Da dieses Kompensationspotential nie 2 Volt überschreitet, die Nadelladung aber etwa 100 Volt beträgt (Batterie *B* II, Hochspannungsbatterie nach KRÜGER), so bleibt die Empfindlichkeit des Elektrometers konstant, wie auch besondere Versuche zeigten. Die Empfindlichkeit betrug meistens ungefähr 870 Doppelmillimeter pro Volt, ein Ausschlag von 1 Skalenteil (= 2 mm) entsprach also bei einer Kompensationsspannung von 2 Volt einer Stromänderung von etwa 0,06 Proz. Für den besten Schutz gegen elektrostatische Störungen war in der ganzen Anordnung Sorge getragen.

Bei Ra befanden sich zwei Radiumpräparate[2]), die das Gas im Kondensator *C* ionisierten.

§ 3. Gang der Versuche. Nachdem in *G* ein beliebiger Druck hergestellt war, z. B. von 2 mm Hg, wurde *A* auf ein Potential von etwa 300 Volt gebracht. Der dann von *A* nach *K* übergehende Strom war kaum meßbar. Steigerte man nun das Potential von *A* weiter, so stieg der Strom sehr schnell an, wenn man sich dem Entladepotential näherte. Es ist dieses die Erscheinung, die nach den schönen Untersuchungen von TOWNSEND (l. c.) auf den Ionenstoß zurückzuführen ist. Hält man das Potential von *A* konstant, so zeigt sich aber, daß die Stellung der Elektrometernadel keine konstante ist. Die Nadel ist vielmehr in unaufhörlicher, unregelmäßiger Bewegung, damit Schwankungen des Stromes anzeigend.

§ 4. Wenn nun diese beobachteten Schwankungen nur die reinen SCHWEIDLERschen Schwankungen der Radiumpräparate wären, so sollte man folgendes erwarten[3]).

---

[1]) Es ist die bekannte „BRONSONsche Methode der konstanten Ausschläge". H. L. BRONSON, Phil. Mag. (6) **11**, 143, 1906.

[2]) Die Präparate hatten eine Stärke von etwa 1000 bzw. 2000 Einheiten.

[3]) Die ionisierenden Strahlen hatten vom Ra aus zuerst eine Glasdicke von etwa 1 mm (Behälter des Ra) zu durchlaufen, dann die 0,8 bis 1 mm dicke Glaswand des Gefäßes *G* und darauf die Wandung des weiten Messingzylinders in *G*. Es ist daher anzunehmen, daß zum allergrößten Teile die γ-Strahlen zur Wirkung kommen. Da aber jeder γ-Strahl nach unseren bisherigen Kenntnissen mit dem Zerfall eines Atoms genetisch verknüpft ist, so müssen auch die γ-Strahlen die SCHWEIDLERschen Schwankungen anzeigen.

Drückt man die Stromschwankungen $\bar{\varepsilon}$ in Bruchteilen des mittleren gesamten Stromes i aus, so ist

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\varepsilon}{i}$$

oder nach Gl. 1)

$$\bar{\varepsilon} = \frac{Ce}{i}\sqrt{Z}. \qquad 2)$$

Wenn man das Potential von A z. B. so weit erhöht, daß der Strom auf den doppelten Betrag gestiegen ist, so wird auch jedes primär durch die Strahlung gebildete leitende Teilchen durch Stoß die doppelte Anzahl Teilchen gebildet haben, mit anderen Worten, i ist proportional C. Es müßte also $\bar{\varepsilon}$ unabhängig von der Stromstärke sein. Trägt man die $\bar{\varepsilon}$ als Ordinaten, die Stromstärken als Abszissen auf, so sollte man eine Gerade erwarten, die der Abszissenachse parallel verläuft in einem Abstande, der der bei Sättigungsstrom gemessenen Schweidlerschen Schwankung $\bar{\varepsilon}_0$ entspricht. Dieses ist aber, wie die Versuche zeigen, nicht der Fall.

§ 5. In den Tabellen 1 bis 5 sind die beobachteten $\bar{\varepsilon}$-Werte bei den Drucken $p = 0{,}81$, 1,3, 1,9, 2,2 und 3,16 mm Hg mit den zugehörigen Stromwerten (ausgedrückt in Elektrometerausschlägen) eingetragen. Die Größe des Bronson-Widerstandes (gemessen durch die Aufladezeit einer Kapazität und korrigiert auf die mittlere Zeit der Versuche) betrug $5{,}47 \cdot 10^{10}$ Ohm. Die Größen $\bar{\varepsilon}$ wurden für jeden Punkt aus etwa 50 bis 100 Umkehrpunkten der Elektrometernadel berechnet, wie es in der früheren Arbeit von Erich Regener und dem Verfasser (l. c.) angegeben ist. Diese Beobachtungsmethode ist genügend genau, wie schon damalige besondere Versuche und Berechnungen gezeigt hatten. Der Einwurf des Herrn N. Campbell (l. c.), daß man leicht bei dieser Art der Beobachtung kleine Ausschläge übersieht, kommt daher nicht in Frage.

Zu bemerken ist, daß man vor dem Beginn jeder Messung lange Zeit warten muß, bis sich der Druck genügend ausgeglichen hat, da man sonst eine stetige Zu- oder Abnahme der Elektrometerausschläge beobachtet. Die Elektrometernadel muß während des ganzen Versuches immer um dieselbe Gleichgewichtslage herumpendeln. Die Genauigkeit der einzelnen $\bar{\varepsilon}$-Werte beträgt

Tabelle 1[1]).

$p = 0{,}81$		$p = 0{,}81$	
i	$\bar{\varepsilon}$	i	$\bar{\varepsilon}$
620	0,0269	627	0,0249
367	0,0399	377	0,0400
141	0,07 58	223	0,0557
		119	0,0729
723	0,0299	63	0,0563
361	0,0360	39	0,0534
141	0,0732		
		175	0,0600
1254	0,0191	76	0,0791
838	0,0211	33	0,0403

Tabelle 2.

$p = 1{,}3$		$p = 1{,}3$	
i	$\bar{\varepsilon}$	i	$\bar{\varepsilon}$
1194	0,0212	194	0,0530
874	0,0234	143	0,0502
576	0,0294	105	0,0372
359	0,0355	71	0,0302
264	0,0360	58	0,0216

Tabelle 3.

$p = 1{,}9$		$p = 1{,}9$	
i	$\bar{\varepsilon}$	i	$\bar{\varepsilon}$
1289	0,0178	199	0,0428
900	0,0216	154	0,0420
686	0,0254	125	0,0327
392	0,0316	72	0,0254
308	0,0308	42	0,0161

[1]) Es sind vier verschiedene Beobachtungsreihen angegeben.

Tabelle 4.

$p = 2,2$		$p = 2,2$	
i	$\bar{\varepsilon}$	i	$\bar{\varepsilon}$
1186	0,0155	374	0,0306
834	0,0214	297	0,0291
554	0,0256	247	0,0245
434	0,0260	91	0,0201

Tabelle 5.

$p = 3,16$		$p = 3,16$	
i	$\bar{\varepsilon}$	i	$\bar{\varepsilon}$
1231	0,0175	321	0,0226
982	0,0180	202	0,0185
450	0,0211	98	0,0159
773	0,0209	39	0,0153
588	0,0238		

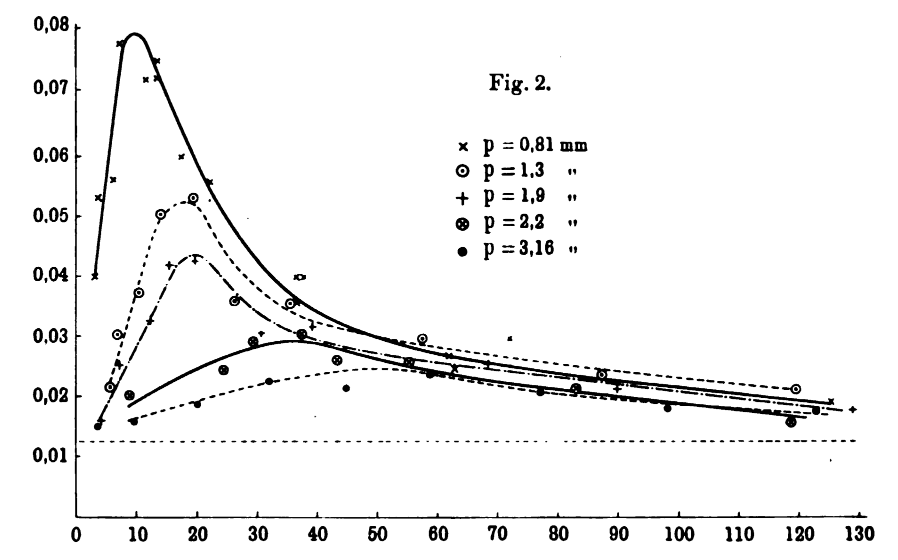
etwa 5 bis 10 Proz. (Um eine Genauigkeit von 1 Proz. zu haben, müßte man für jeden Punkt etwa 10000 Ablesungen machen.)

Die Resultate sind in Fig. 2 graphisch dargestellt. Man bemerkt, daß man nicht das erwartete Resultat von § 4 erhalten hat. Die Kurven schneiden nach kleinen Stromwerten hin die Ordinatenachse etwa bei dem Wert $\bar{\varepsilon} = 0{,}012_5$, bei größeren Stromstärken scheinen sich die Kurven einem ähnlichen $\bar{\varepsilon}$-Werte wieder asymptotisch zu nähern. Dazwischen aber tritt bei jeder Kurve ein Maximum auf, dessen absolute Größe mit wachsendem Druck abnimmt und sich zu höheren Stromwerten hin verschiebt.

Es sieht also gerade so aus, als ob sich über die SCHWEIDLERschen Schwankungen (dargestellt durch die punktierte gerade Linie) eine neue Schwankung überlagert, deren Wert bei kleinem i Null ist, dann zu einem Maximum ansteigt, um bei großem i wieder zu verschwinden.

§ 6. Ohne weiteres ist ersichtlich, daß die sich überlagernde Schwankung nicht etwa durch die SCHWEIDLERsche Schwankung des im Bronsonwiderstande befindlichen Poloniums verursacht

ist. Denn bei denselben Stromstärken (also derselben durch den Bronsonwiderstand fließenden Elektrizitätsmenge) ist ja die Schwankung bei verschiedenen Gasdrucken verschieden groß. Auch andere Erklärungsmöglichkeiten, wie etwa durch die an den Elektroden erregten Sekundärstrahlen, oder nicht zu vernachlässigende Rekombination[1]) scheinen nicht auszureichen. Es liegt daher nahe, das Gas selbst für die Schwankungen verantwortlich zu machen, und daran zu denken, daß die freie Weglänge, auf



der die Elektronen oder Ionen die zum Ionisieren nötige kinetische Energie erhalten, nicht konstant ist, sondern selbst Schwankungen unterworfen sei. Das ist die Grundidee der folgenden Theorie, die trotz der geringen Anzahl Annahmen zur Erklärung der Erscheinung auszureichen scheint.

§ 7. Theorie der Erscheinung. Wir sehen im folgenden vorläufig von der reinen SCHWEIDLERschen Schwankung ab, wollen also die Kurven zu erklären versuchen, die man erhält, wenn

[1]) Herr Dr. RUDOLPH SEELIGER machte mich darauf aufmerksam, daß in der Nähe des Entladepotentials wieder Rekombination auftreten muß. Mir scheint, daß dieser Effekt wohl eine Vergrößerung, nicht aber eine Verkleinerung der $\bar{\varepsilon}$-Werte mit wachsendem i hervorbringen könnte.

man in Fig. 2 die Abszissenachse um das Stück $\bar{\varepsilon} = 0{,}012_6$ nach oben verschiebt.

Wir betrachten zuerst den Stoß der negativen Teilchen allein, die in unserem Falle aller Wahrscheinlichkeit nach nur Elektronen[1]) sind, und nehmen als einfachstes an, daß dann Ionisation eintritt, wenn beim Zusammenstoß mit einer neutralen Gasmolekel das Elektron eine genügende kinetische Energie besitzt. Diese kinetische Energie W erhält das Elektron auf seinem frei durchlaufenen Wege λ. Haben wir ein homogenes elektrisches Feld von der Feldstärke f, und bezeichnen wir mit E das elektrische Elementarquantum, so ist

$$W = E f \lambda.$$

Bezeichnen wir mit K den Minimalwert der Energie, der mindestens erreicht sein muß, damit beim Stoß Ionisation eintreten kann, so ist

$$W = E f \lambda \geqq K,$$

oder es muß sein

$$\lambda \geqq \frac{K}{E \cdot f}. \qquad 3)$$

Wären die freien Weglängen aller Elektronen einander gleich, so müßte bei einer ganz bestimmten Feldstärke $f' = \frac{K}{E\lambda}$ plötzlich die Stoßionisation eintreten. Da aber die freien Weglängen nach dem MAXWELLschen Verteilungsgesetze verteilt sind, so kommen auch bei einer Feldstärke $f < f'$ schon Stöße vor, die zur Ionisation führen, da es Werte von λ gibt, die groß genug sind.

Nennen wir die mittlere freie Weglänge der Elektronen λ_n, so ist die Wahrscheinlichkeit für das Vorkommen einer bestimmten freien Weglänge λ gegeben durch $e^{-\frac{\lambda}{\lambda_n}}$.

Durch Einsetzen von Gl. 3) erhalten wir also als Wahrscheinlichkeit P dafür, daß bei einer Feldstärke f bei einem beliebigen Stoß Ionisation eintritt:

$$P = e^{-\frac{K}{E f \lambda_n}}.$$

Die Wahrscheinlichkeit Q, daß bei einem beliebigen Stoß keine Ionisation eintritt, ist dann

$$Q = \left(1 - e^{-\frac{K}{E f \lambda_n}}\right).$$

[1]) Das geht aus den Arbeiten TOWNSENDS (l. c.) hervor.

Ist die Feldkraft so groß, daß man auch Stoßionisation durch die positiven Ionen erhält (vgl. weiter unten), so gelten auch hier dieselben Beziehungen. Es wird dann analog

$$P' = e^{-\frac{K'}{Ef\lambda_p}}$$

und

$$Q' = \left(1 - e^{-\frac{K'}{Ef\lambda_p}}\right),$$

wobei λ_p die mittlere freie Weglänge der positiven Ionen darstellt, K' die Minimalenergie zur Ionisation der neutralen Molekel durch ein positives Ion.

Können nun in einer endlichen Reihe von N Versuchen nur zwei einander ausschließende Ereignisse mit den Wahrscheinlichkeiten P bzw. Q vorkommen, so ist das Resultat Schwankungen Δ unterworfen, und zwar ist das mittlere Schwankungsquadrat gegeben als [1])

$$\overline{\Delta^2} = P\,Q\,N.$$

Wendet man dieses auf die Stoßionisation an, so muß also die Schwankung, d. h. die Abweichung Δ der in einer bestimmten Zeiteinheit gebildeten Anzahl neuer Elektronen von der im Mittel pro Zeiteinheit gebildeten Anzahl, sein:

$$\overline{\Delta^2} = e^{-\frac{K}{Ef\lambda_n}}\left(1 - e^{-\frac{K}{Ef\lambda_n}}\right).N_n.$$

Diese Gleichung gilt, wenn nur die Elektronenstöße allein wirksam sind; N_n bedeutet die pro Zeiteinheit überhaupt vorkommende Anzahl von Elektronenstößen, gleichgültig, ob es bei dem einzelnen Stoße zu einer Ionisation kommt oder nicht.

Kommen auch die positiven Ionen mit zur Wirkung, so muß gelten:

$$\overline{\Delta^2} = e^{-\frac{K}{Ef\lambda_n}}\left(1 - e^{-\frac{K}{Ef\lambda_n}}\right)N + e^{-\frac{K'}{Ef\lambda_p}}\left(1 - e^{-\frac{K'}{Ef\lambda_p}}\right)N_p, \quad 4)$$

wobei N_p dieselbe Bedeutung für die Ionen hat, wie N_n für die Elektronen.

Dieser Ausdruck läßt sich vereinfachen. Townsend (l. c.) hat nämlich für verschiedene Gasdrucke und Feldstärken die Anzahl α bzw. β der pro Centimeter Weglänge von einem Elektron oder von einem positiven Ion durch Stoß erzeugten neuen leitenden

[1]) Vgl. z. B. meinen zusammenfassenden Bericht l. c.

Teilchen bestimmt. Ist nun λ_n die mittlere freie Weglänge des Elektrons, so ist $1/\lambda_n$ die pro Centimeter überhaupt stattfindende Anzahl Zusammenstöße. Also muß sein:

$$\alpha = \frac{1}{\lambda} e^{-\frac{K}{Ef\lambda_n}} \quad \text{oder} \quad e^{-\frac{K}{Ef\lambda_n}} = \alpha\lambda_n$$

Ebenso

$$e^{-\frac{K'}{Ef\lambda_p}} = \beta\lambda_p \qquad 5)$$

Dieses in Gl. 4) eingesetzt, ergibt:

$$\overline{\Delta^2} = \alpha\lambda_n(1 - \alpha\lambda_n)N_n + \beta\lambda_p(1 - \beta\lambda_p)N_p. \qquad 6)$$

Beziehen wir alles auf die Sekunde, so ist N_n bzw. N_p die Gesamtzahl der Stöße per Sekunde. Bezeichnen wir mit i den Gesamtstrom, mit i_0 den Sättigungsstrom, so ist, wie leicht ersichtlich, der nur durch Ionenstoß erzeugte Stromanteil

$$i - i_0 = N_n e^{-\frac{K}{Ef\lambda_n}}.E + N_p e^{-\frac{K'}{Ef\lambda_p}}.E$$

oder die Werte von 5) eingesetzt:

$$i - i_0 = N_n\alpha\lambda_n E + N_p\beta\lambda_p E. \qquad 7)$$

Bedenkt man nun noch, daß die gesamte Anzahl der Stöße der Elektronen zu der gesamten Anzahl der Stöße der positiven Ionen sich umgekehrt verhalten muß wie die bzw. mittleren freien Weglängen, so hat man:

$$\frac{N_n}{N_p} = \frac{\lambda_p}{\lambda_n}. \qquad 8)$$

Aus dem Gleichungssystem 6), 7) und 8) ergibt sich dann leicht:

$$\overline{\Delta^2} = \frac{i - i_0}{E(\alpha + \beta)}[\alpha(1 - \alpha\lambda_n) + \beta(1 - \beta\lambda_p)] \qquad 9)$$

oder als Stromschwankung:

$$\sqrt{\overline{\Delta_i^2}} = \sqrt{\frac{i - i_0}{(\alpha + \beta)} E[\alpha(1 - \alpha\lambda_n) + \beta(1 - \beta\lambda_p)]}.$$

Drückt man die Schwankung noch in Bruchteilen des mittleren gesamten Stromes aus, so hat man:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\sqrt{\overline{\Delta_i^2}}}{i} = \sqrt{\frac{i - i_0}{i^2} \cdot \frac{E[\alpha(1 - \alpha\lambda_n) + \beta(1 - \beta\lambda_p)]}{\alpha + \beta}}. \qquad 10)$$

Will man die gesamte beobachtete Schwankung haben, also die dem Strahlungspräparate eigentümliche SCHWEIDLERsche

Schwankung einbegriffen, so addiert sich diese einfach und man hat:

$$\bar{\varepsilon} = \sqrt{\frac{i - i_0}{i^2} \frac{E[\alpha(1 - \alpha\lambda_n) + \beta(1 - \beta\lambda_n)]}{\alpha + \beta} + \frac{C^2\left(\frac{i}{i_0}\right)^2 E^2 Z}{i^2}}. \quad 11)$$

Hierbei bedeutet $C\frac{i}{i_0}$ die von jedem Strahlenteilchen (oder von jedem γ-Strahl Impuls) im Kondensator gebildete Anzahl Teilchen einer Art bei dem Multiplikationsverhältnis $\frac{i}{i_0}$.

§ 8. Wie man ohne weiteres sieht, wird der allgemeine Verlauf der Kurven von Fig. 2 durch Gl. 11) dargestellt. Ist der durch Stoß erzeugte Strom Null, also $i = i_0$, so wird das erste Glied unter der Wurzel Null, es bleibt die reine SCHWEIDLERsche Schwankung, nämlich

$$\varepsilon = \bar{\varepsilon}\, i_0 = CE\sqrt{Z},$$

identisch mit Gl. 1).

Wird der durch Stoß erzeugte Strom sehr groß, so wird $\frac{i - i_0}{i^2} = 0$, man erhält dasselbe Resultat. Zwischen diesen beiden i-Werten muß also ein Maximum von $\bar{\varepsilon}$ liegen.

§ 9. Gl. 10) enthält nun nur Werte, die experimentell bestimmbar sind, so daß man prüfen kann, ob die berechneten Kurven $\bar{\varepsilon} = f(i)$ mit den beobachteten übereinstimmen. Es ist dazu die Berechnung von i notwendig, also des Stromes, der in einem Plattenkondensator zustande kommt, wenn ein äußerer Ionisator in ihm eine gleichmäßige Volumionisation hervorbringt und sowohl die Elektronen als auch die positiven Ionen durch Stoß ionisieren. Man erhält hierfür [1]):

$$i = \frac{i_0}{\alpha l} \frac{e^{l(\alpha - \beta)} - 1}{1 - \frac{\beta}{\alpha} e^{l(\alpha - \beta)}}, \quad 12)$$

---

[1]) Herr H. REISSNER hatte die große Liebenswürdigkeit, mir die folgende Ableitung dieser Formel zu geben. Ich bin ihm dafür zu großem Dank verpflichtet.

Man betrachte einen zu den Kondensatorplatten senkrecht stehenden Streifen von dem Querschnitt 1 und der Länge l gleich dem Abstand der Platten, und nenne x die Entfernung eines Punktes des Streifens von der

worin i_0 den gewöhnlichen Sättigungsstrom und l den Abstand der Platten bedeutet. α und β haben dieselbe Bedeutung wie oben.

α und β sind aus den Arbeiten TOWNSENDS als Funktion der Feldstärke und des Druckes bekannt, und zwar sind zu der folgenden Berechnung die α-Werte der Fig. 4, Phil. Mag. (6) 3, 571, 1902, die β-Werte der Fig. 3, Phil. Mag. (6) 6, 610 1903, entnommen. Die Berechnung ist ausgeführt für die Drucke $p = 1$ mm, $p = 2$ mm Hg und den Elektrodenabstand $l = 0{,}5$ cm. Die Werte von β unterhalb $f = 350$ bzw. 700 Volt pro Centimeter mußten allerdings extrapoliert werden, da die TOWNSENDschen Bestimmungen nicht weit genug gehen, was einige Unsicherheit bei den betreffenden Stromwerten ergibt.

---

einen Platte. Ferner sei N_0 die Zahl der in der Zeiteinheit und Volumeneinheit durch die äußere Bestrahlung erzeugten Teilchen einer Art, A und B die dort pro Volumeneinheit zur Zeit t vorhandenen Elektronen bzw. positiven Ionen, v_1 bzw. v_2 die mittleren Geschwindigkeiten der negativen bzw. positiven Teilchen und α und β mögen die oben angegebenen Bedeutungen haben. Dann ergibt sich zunächst die zeitliche Änderung der Dichten beider Teilchenarten aus der Erzeugung und Zuströmung durch die folgenden Gleichungen:

$$\frac{\partial A}{\partial t} = -\frac{\partial A}{\partial x} v_1 + A\alpha v_1 + B\beta v_2 + N_0,$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \frac{\partial B}{\partial x} v_2 + A\alpha v_1 + B\beta v_2 + N_0.$$

Im stationären Zustande werden die linken Seiten gleich Null und man erhält zwei simultane totale lineare Differentialgleichungen erster Ordnung mit konstanten Koeffizienten, deren Integrale lauten:

$$A = \xi_1 e^{(\alpha-\beta)x} + \xi_2 - \frac{N_0}{2\,\alpha\, v_1},$$

$$B = -\xi_1 \frac{v_1}{v_2} e^{(\alpha-\beta)x} - \xi_2 \frac{\alpha}{\beta}\frac{v_1}{v_2} - \frac{N_0}{2\,\beta\, v_2},$$

wo ξ_1 und ξ_2 Integrationskonstanten sind.

Als Grenzbedingungen sind nun einzuführen:

Die Anzahl der pro Zeiteinheit aus dem Felde herausgeschafften Elektronen bzw. positiven Ionen muß dieselbe sein, also

$$A_l \cdot v_1 = B_0 \cdot v_2.$$

Ferner muß die Dichte der positiven Ionen an der positiven Platte gleich Null sein, was aus der zweiten Differentialgleichung hervorgeht, wenn man festsetzt, daß aus der positiven Platte keine positiven Teilchen austreten, also

$$B_l = 0.$$

Mit genügender Annäherung läßt sich noch Gl. 10) zur Berechnung vereinfachen, wenn man bemerkt, daß β nur $^1/_{300}$ bis $^1/_{900}$ von α ist. Es ergibt sich dann:

$$\bar{\varepsilon} = \sqrt{\frac{i - i_0}{i^2} \cdot E(1 - \alpha \lambda_n)}. \qquad 10\,\text{a})$$

Da es auch nur auf den Verlauf der Funktion ankommt, so kann E unter der Wurzel fortgelassen werden. Zur Berechnung fehlt nur noch λ_n. Wie eine leichte Rechnung zeigt[1]), ist bei Stoßionisation die Geschwindigkeit der neutralen Gasmolekel vermöge ihrer Temperatur gegenüber der Geschwindigkeit der Elektronen, die durch das elektrische Feld hervorgerufen ist, zu vernachlässigen. Die mittlere freie Weglänge eines sehr kleinen und sehr schnell bewegten Körpers ist aber nach MAXWELL[2]) $4\sqrt{2}$ mal so groß wie die mittlere freie Weglänge der Gasmolekel, zwischen denen der kleine Körper bewegt wird. Dieses ergibt für λ_n bei $p = 1$ mm und 20°:

$$\lambda_n = 0{,}044\,\text{cm}.$$

In Tabelle 6 ist ε als Funktion von f für den Druck $p = 1$ mm Hg sowie die zur Berechnung nötigen Werte eingetragen. Der Sättigungsstrom ist willkürlich $i_0 = 1$ gesetzt.

(A_0 ist aber nicht etwa auch gleich Null, da man sich vorstellen muß, daß aus der negativen Platte Elektronen zur Neutralisation der positiven Ionen austreten.)

Damit ergeben sich die Integrationskonstanten

$$\xi_1 = \frac{N_0}{v_1 \alpha} \cdot \frac{1}{1 - \frac{\beta}{\alpha} e^{(\alpha - \beta) l}},$$

$$\xi_2 = \frac{-N_0}{2 v_1 \alpha} \frac{1 + \frac{\beta}{\alpha} e^{(\alpha - \beta) l}}{1 - \frac{\beta}{\alpha} e^{(\alpha - \beta) l}}.$$

Der Strom für $x = 0$ bzw. $x = l$ ist daher

$$i = E A_l v_1 = E B_0 v_2$$

oder

$$i = \frac{E N_0}{\alpha} \frac{e^{(\alpha - \beta) l} - 1}{1 - \frac{\beta}{\alpha} e^{(\alpha - \beta) l}}.$$

Hieraus ergibt sich Gl. 12), wenn man bedenkt, daß $i_0 = N_0 l E$ ist.

[1]) JOHN S. TOWNSEND, Phil. Mag. (6) 1, 209, 1901.

[2]) J. C. MAXWELL, ebenda (4) 19, 29, 1860.

Tabelle 6.

$p = 1$ mm Hg; $i_0 = 1$; $l = 0,5$; $\lambda_n = 0,044$.

f	α	β	$i = \frac{i_0}{\alpha l} \frac{e^{l(\alpha-\beta)} - 1}{1 - \frac{\beta}{\alpha} e^{l(\alpha-\beta)}}$	$(1 - \alpha \lambda_n)$	$\frac{\bar{\varepsilon}}{\sqrt{E}}$
300	4,44	0,0053	3,73	0,805	0,397
350	5,13	0,0141	4,80	0,774	0,358
400	5,83	0,0229	6,42	0,743	0,313
450	6,39	0,0400	8,49	0,719	0,273
500	6,95	0,0577	11,9	0,694	0,231
550	7,41	0,0776	17,5	0,674	0,190
600	7,87	0,0987	31,5	0,654	0,142
650	8,33	0,120	118	0,633	0,073
660	8,40	0,124	201	0,630	0,056
670	8,48	0,128	1171	0,627	0,023
700	8,70	0,140	∞	—	—

Tabelle 7 enthält dasselbe für den Druck $p = 2$ mm, der Sättigungsstrom ist aber $i_0 = 2$ gesetzt. Das geschieht deshalb, weil bei gegebener Stellung des Ra in den Versuchen die primäre Ionisation proportional dem Druck ist.

Die Berechnungen der Tabellen 6 und 7 gehen nur mit einiger Sicherheit bis $f = 300$ bzw. 600 Volt pro Centimeter. Um auch ein Urteil über den Verlauf der Funktion unterhalb dieser Feldstärken zu haben, ist hierfür die Stoßionisation der positiven Ionen vernachlässigt, also $\beta = 0$ gesetzt, was keinen allzu großen Fehler mehr macht [1]). Der Gesamtstrom im Kondensator berechnet sich in diesem Falle als [2])

$$i = \frac{i_0}{\alpha l} (e^{\alpha l} - 1).$$

Die Werte von α sind jetzt den Figg. 3 und 4, Phil. Mag. (6) 3, 570 und 571, 1902, entnommen. Der Sättigungsstrom ist wieder $i_0 = 1$ bzw. $i_0 = 2$ gesetzt. Tabelle 8 und 9 enthalten die Werte.

[1]) Das ersieht man, wenn man in den Tabellen 6 und 8 die i-Werte bei $f = 300$, in den Tabellen 7 und 9 die i-Werte bei $f = 600$ vergleicht.

[2]) J. S. Townsend, Phil. Mag. (6) 1, 207, 1901.

Tabelle 7.

$p = 2$ mm Hg; $i_0 = 2$; $l = 0,5$; $\lambda_n = 0,022$.

f	α	β	$i = \frac{i_0}{\alpha l} \frac{e^{l(\alpha-\beta)} - 1}{1 - \frac{\beta}{\alpha} e^{l(\alpha-\beta)}}$	$(1 - \alpha \lambda_n)$	$\frac{\bar{\varepsilon}}{\sqrt{E}}$
600	8,88	0,0106	42,0	0,805	0,135
610	9,02	0,0124	45,6	0,802	0,129
620	9,16	0,0141	49,6	0,798	0,124
630	9,30	0,0159	53,6	0,795	0,119
640	9,44	0,0176	58,8	0,792	0,114
650	9,58	0,0194	65,0	0,789	0,109
660	9,71	0,0212	72,6	0,786	0,103
670	9,85	0,0229	81,0	0,783	0,097
680	9,99	0,0247	91,8	0,780	0,091
690	10,13	0,0264	103	0,777	0,086
700	10,27	0,0282	120	0,771	0,080
710	10,41	0,0300	142	0,767	0,073
720	10,55	0,0317	173	0,767	0,066
730	10,69	0,0335	218	0,765	0,059
740	10,83	0,0352	280	0,762	0,053
750	10,97	0,0370	434	0,759	0,042
760	11,10	0,0388	702	0,756	0,033
770	11,24	0,0405	3682	0,753	0,014
780	11,38	0,0423	∞	—	0,000

Tabelle 8.

$p = 1$ mm Hg; $i_0 = 1$; $l = 0,5$; $\lambda_n = 0,044$.

f	α	$i = \frac{i_0}{\alpha l}(e^{\alpha l} - 1)$	$(1 - \alpha \lambda_n)$	$\frac{\bar{\varepsilon}}{\sqrt{E}}$
80	0,39	1,11	0,983	0,296
120	1,08	1,33	0,952	0,421
160	1,82	1,63	0,920	0,467
200	2,55	2,03	0,888	0,471
250	3,61	2,82	0,841	0,440
300	4,44	3,70	0,805	0,397

§ 10. In Fig. 3 sind die berechneten Werte $\varepsilon = f(i)$ für die Drucke 1 und 2 mm eingetragen. Wie man sieht, stimmt der theoretische Verlauf der Kurven gut mit dem experimentell bestimmten (abzüglich der SCHWEIDLERschen Schwankung) überein.

Tabelle 9.

$p = 2$ mm Hg; $i_0 = 2$; $l = 0{,}5$; $\lambda_n = 0{,}022$.

f	α	$i = \frac{i_0}{\alpha l}(e^{\alpha l} - 1)$	$(1 - \alpha\lambda_n)$	$\frac{\bar{\varepsilon}}{\sqrt{E}}$
120	0,242	2,13	0,995	0,169
200	1,43	2,93	0,969	0,324
300	3,26	5,03	0,928	0,334
400	5,10	9,25	0,888	0,275
500	7,22	19,9	0,841	0,195
600	8,88	37,7	0,805	0,142

Es verschieben sich auch hier die Maxima mit höheren Drucken zu größeren Stromwerten und nehmen dabei an Höhe ab. Ferner ergibt sich, daß der starke Abfall der $\bar{\varepsilon}$-Werte gerade bei den

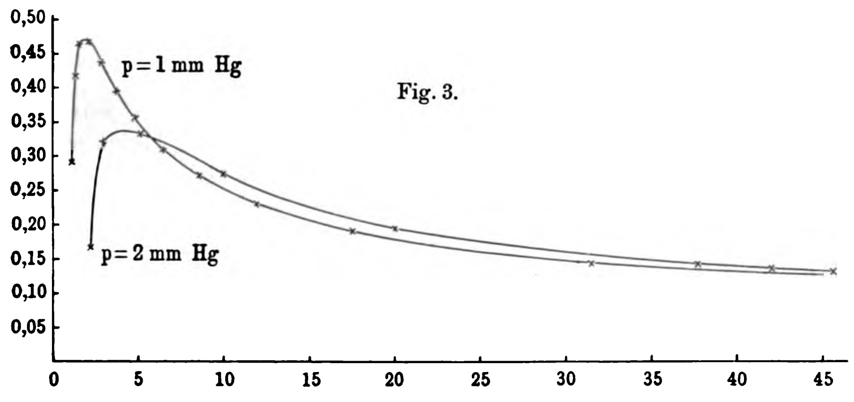


Fig. 3.

Potentialen stattfindet, bei denen er beobachtet wurde (nahe dem Entladepotential).

Es ist nicht möglich, diese Berechnungen für noch höhere Drucke auszuführen, weil dazu die experimentell bestimmten Werte von β fehlen; man müßte zu weit extrapolieren, so daß man den Zahlen kein Vertrauen mehr schenken könnte. Nimmt man einfach nur Elektronenstoß an, so ist die Berechnung ausführbar, und man kann sich überzeugen, daß das gleiche Verhalten auch bei den höheren Drucken bestehen bleibt. Dieses ist ausgeführt in der Arbeit des Herrn Ad. Müller (vgl. Anmerkung auf S. 271).

Es ist auch ferner nicht angängig, den absoluten Wert der $\bar{\varepsilon}$ bei bestimmten Feldstärken aus der Theorie zu berechnen, um sie dann mit den beobachteten Werten zu vergleichen. Denn einmal konnte i_0 nicht gemessen werden (man müßte dazu eine ganz außerordentlich empfindliche Methode haben), und zweitens sind die beobachteten $\bar{\varepsilon}$-Werte noch eine Funktion der Schwingungsdauer der Elektrometernadel. Das kommt daher, weil das Elektrometer die Schwankungen vermöge seiner Trägheit über eine gewisse Zeit integriert. Wegen dieser Schwierigkeit vergleiche die Arbeit von MEYER und REGENER sowie meinen zusammenfassenden Bericht über die SCHWEIDLERschen Schwankungen l. c.

Während das qualitative Verhalten der theoretischen und der beobachteten Kurven gut übereinstimmt, läßt sich aber ein Punkt angeben, in dem sicher keine quantitative Übereinstimmung statthat. Das Maximum der berechneten Kurven liegt

für $p = 1$ mm Hg etwa bei 220 Volt pro Centimeter,
„ $p = 2$ mm Hg „ „ 275 „ „ „

während es viel näher dem Entladepotential gefunden wurde, etwa in der Nähe von 720 Volt. (Die genauen Zahlen lassen sich nicht angeben, weil $\bar{\varepsilon}$ als Funktion der Stromstärke gemessen, das an C angelegte Potential aber nicht genau seinem Wert nach bestimmt wurde. Vgl. über diesen Punkt noch § 11.)

Es könnte aber auch sein, daß die TOWNSENDschen α- bzw. β-Werte etwas zu groß sind, was daraus geschlossen werden kann, daß man aus ihnen eine zu kleine Ionisierungsspannung erhält [1]). Wäre dieses wirklich der Fall, so würden sich die berechneten Maxima zu größeren Stromwerten (also auch nach größeren Feldstärken) hin verschieben.

Es läßt sich aus der Theorie noch folgender Schluß ziehen. Geht man bei konstantem Druck mit dem Ra in größere Abstände von dem Kondensator C, so wird die primäre Ionisation i_0 kleiner. Wie man aus der Formel 10a) leicht ersieht, müssen dann, weil

---

[1]) J. STARK, Phil. Mag. (6) 6, 116, 1903; Ann. d. Phys. (4) 7, 437, 1902. Ferner ist darauf hinzuweisen, daß in neuerer Zeit als Minimalwert der Ionisierungsspannung für Elektronen gefunden wurde: 11 Volt (P. LENARD, Ann. d. Phys. (4) 8, 149, 1902); 10 Volt (O. VON BAEYER, Ber. d. D. Phys. Ges. 6, 96, 1908); 8 Volt (H. DEMBER, Ann. d. Phys. (4) 30, 137, 1909).

i proportional i_0 ist, die $\bar{\varepsilon}$ proportional $\frac{1}{\sqrt{i_0}}$ werden. Man kann das auch so ausdrücken:

$$\bar{\varepsilon}_{1max} : \bar{\varepsilon}_{2max} = \sqrt{i_{2\,max}} : \sqrt{i_{1\,max}} = \sqrt{i_{02}} : \sqrt{i_{01}},$$

wobei sich die $\bar{\varepsilon}$- und i-Werte auf die Stellen der Maxima beziehen. Herr AD. MÜLLER, der auf meine Veranlassung hin im physikalischen Institut der Universität Zürich die Schwankungen bei Stoßionisation genauer in weitem Druckbereich sowie bei veränderter primärer Ionisation usw. untersucht hat [1]), konnte diese Beziehung befriedigend quantitativ verifizieren.

§ 11. Mängel der Theorie. Wenn auch der qualitative Verlauf der Kurven darauf hinzudeuten scheint, daß die Grundlagen der Theorie nicht ganz verfehlt sind, so ist doch Gewicht darauf zu legen, daß eine quantitative Übereinstimmung nicht in allen Punkten erreicht ist. Es ist aber zu bedenken, daß die Theorie nur eine angenäherte sein kann, weil sie eine Reihe vereinfachender Annahmen macht, die hier in der Hauptsache aufgezählt werden sollen.

1. Herr EINSTEIN hatte die Freundlichkeit, mich auf folgendes aufmerksam zu machen. Es kann keinem Zweifel unterliegen, daß die pro Zeiteinheit stattfindende Anzahl Gesamtstöße der Elektronen sowie der Ionen (N_n und N_p) nicht vollkommen konstant ist, sondern ebenfalls Schwankungen unterliegt. Nur dem Umstande, daß sich das Ionisationsgleichgewicht nicht momentan herstellt (vgl. § 12), ist es zuzuschreiben, daß man mit der in einem größeren Zeitraum stattfindenden Anzahl Gesamtstöße rechnen darf. Ein Fehler, der die berechneten Schwankungen zu klein werden läßt, bleibt jedenfalls bestehen.

2. Es ist angenommen, daß man in C immer ein homogenes Feld hat. Auf die Feldverzerrungen durch das Vorhandensein der Ionen ist nicht Rücksicht genommen.

3. Es ist angenommen, daß Stoßionisation dann eintritt, falls das stoßende Teilchen den Minimalwert K bzw. K' der kinetischen

[1]) Die Versuche sollen in der demnächst erscheinenden Dissertation des Herrn ADOLF MÜLLER veröffentlicht werden.

Energie erreicht hat. Vernachlässigt ist dabei der Einfluß, ob man es mit zentralem Stoß oder nicht zu tun hat und ob sich etwa das Molekel in einem besonderen Zustande befindet.

4. Es ist ferner angenommen, daß die stoßenden Teilchen ihre Geschwindigkeit nur auf der freien Weglänge gewinnen, nach erfolgtem Stoß aber keine, im Vergleich mit der Endgeschwindigkeit beträchtliche Geschwindigkeitskomponente behalten [1]).

5. Bei Stößen mit geringer kinetischer Energie sollen nur verschwindend wenige Teilchen sich an neutrale Gasmolekel anlagern.

6. Wie schon bemerkt, ist der Einfluß einer Rekombination vernachlässigt. (Wahrscheinlich würde Berücksichtigung dieses Einflusses ein Verschieben der Maxima zu größeren Stromwerten ergeben.)

§ 12. Wenn es auch nach den Ergebnissen TOWNSENDS absolut sicher ist, daß bei den hier verwendeten Feldern nahe dem Entladepotential auch Stoßionisation durch die positiven Ionen vorhanden ist, so zeigte dieses auch noch direkt folgender Versuch.

Hatte sich bei einem Druck von etwa 1 mm Hg Gleichgewicht eingestellt und zeigte die Elektrometernadel die Schwankungen, so beobachtete man folgendes, wenn plötzlich das Ra vor dem Kondensator fortgenommen wurde. Der Elektrometerausschlag ging nicht sofort auf Null, sondern langsam unter beständigen, großen Schwankungen. Es konnte bis zu einigen Minuten dauern, bis der Ausschlag vollständig verschwunden war. Dieser Versuch zeigt erstens, daß man auch Stoß der positiven Teilchen hat, daß man sich also gerade an der Grenze zwischen unselbständiger und selbständiger Entladung befindet. Zweitens aber dokumentiert sich auch, daß sich das Gleichgewicht nicht momentan einstellt, sondern eine beträchtliche Zeit dazu notwendig ist. Es liegen also die Verhältnisse so, wie man sie nach Herrn EINSTEIN (§ 11) verlangen muß, um in der angeführten Weise rechnen zu können.

---

[1]) Es ist dieses dieselbe Annahme, die auch der allgemeinen Stoßionisationstheorie von TOWNSEND zugrunde liegt. Vgl. Phil. Mag. (6) 1. 211, 1901.

§ 13. Es kann wohl keinem Zweifel unterliegen, daß die beschriebene Erscheinung auch bei den Versuchen von RUTHERFORD und GEIGER[1]) mitgespielt hat. In der Tat waren die von den Verfassern beobachteten Elektrometerausschläge bei ihrer Multiplikationsmethode nicht konstant, wie folgende Zahlen, erhalten bei sehr guter Parallelität der eintretenden α-Strahlen, zeigen. (Die Ausschläge, die zwei α-Partikeln entsprechen, sind fortgelassen.)

11,	12,	10,	11,		9,	10,	12,	11,
10,	11,	8,			10,	11,		
10,	9,	13,	8,	12,	11,	13,	8,	
	8,	12,			8,			
10,	6,	10,			8,	12,	14,	6.

Wenn auch die Erklärungsweise für diese Schwankungen von RUTHERFORD und GEIGER richtig ist, so ist doch wohl auch als sicher anzunehmen, daß diese Unregelmäßigkeiten wenigstens teilweise durch die „Stoßschwankungen“ bedingt sind.

§ 14. Zusammenfassung. 1. In der vorliegenden Arbeit wird folgende neue Erscheinung beschrieben. Ionisiert man durch einen radioaktiven Körper Luft, die sich zwischen zwei, nahe auf ihr Entladungspotential gebrachten Elektroden befindet, so zeigt sich, daß der entstehende Strom nicht konstant, sondern Schwankungen unterworfen ist. Diese Schwankungen, die sich über die „SCHWEIDLERschen Schwankungen“ des radioaktiven Körpers überlagern, werden als Funktion des Stromes und des Druckes gemessen.

2. Es wird eine Theorie der Erscheinung auf Grund einfacher Überlegungen aus der kinetischen Gastheorie gegeben. Beachtet man die Genauigkeitsgrenze sowohl der Theorie als auch der Versuche, so ergibt sich, daß die beobachteten Werte zum mindesten ihrem qualitativen Verlaufe nach der Theorie durchaus entsprechen.

3. Sollte sich diese Erklärungsweise als wirklich richtig erweisen, so hätte man einen Fall, in dem es möglich ist, mit

[1]) E. RUTHERFORD und H. GEIGER, Proc. Roy. Soc. (A.) 81, 145, 1908.

unseren trägen Instrumenten die vorkommenden Abweichungen von den Mittelwertsgesetzen der kinetischen Gastheorie zu studieren.

Diese Untersuchung habe ich noch im physikalischen Institut der Universität Zürich ausgeführt. Es ist mir eine angenehme Pflicht, dem Leiter des Instituts, Herrn Prof. Dr. KLEINER, für die bereitwillige Anschaffung der nicht unbeträchtlichen Mittel meinen besten Dank auszusprechen.

Aachen, Januar 1910.

Der Potentialverlauf in nächster Nähe der Kathode bei der Glimmentladung;

von Wilhelm H. Westphal.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 4. März 1910.)
(Vgl. oben S. 251.)

Zur Klärung der Frage nach dem Mechanismus der Kathodenstrahlentladung haben die verschiedenen Autoren eine große Zahl von Arbeiten unternommen. Es seien nur E. Goldstein, E. Warburg, J. J. Thomson, A. Wehnelt, J. Starck und deren Schüler genannt. Trotz dieser mannigfachen Bestrebungen ist jedoch der Mechanismus der Entladung noch sehr in Dunkel gehüllt. Einiges Licht auf die Wirkungsweise der Kanalstrahlen haben die Arbeiten von A. Wehnelt[1]) geworfen. Wodurch jedoch die zur Entladung notwendigen Potentiale bedingt sind, vor allem was der sogenannte normale Kathodenfall bedeutet, ist noch völlig unklar. Man kann höchstens vermuten, daß er eine gewisse Ionisierungsspannung der positiven Ionen darstellt.

Eins geht aus der bisherigen Kenntnis der Kathodenstrahlentladung wohl mit Sicherheit hervor, nämlich daß des Rätsels Lösung in dem Teil der Entladung zu suchen ist, der sich von der Kathode bis zum positiven Glimmlicht erstreckt, also in der ersten Glimmschicht und dem Crookesschen Dunkelraum. Das wichtigste Mittel, um dem Problem näher zu kommen, besteht ohne Zweifel in Potentialmessungen in diesem Gebiet. Solche sind auch u. a. von C. A. Skinner[2]) und von A. Wehnelt[3]) ausgeführt worden. Aus ihnen ist ersichtlich, daß das Potential in nächster Nähe der Kathode sicher um ein beträchtliches höher ist als das der Kathode selbst, so daß entweder in der Oberfläche der Kathode ein Sprung des Potentials stattfindet, oder in nächster Nähe derselben im Gase eine plötzliche erhebliche Steigerung der Feldstärke eintritt. Doch ist aus den Wehneltschen

---

[1]) A. Wehnelt, Wied. Ann. 67, 421, 1899.
[2]) C. A. Skinner, Phil. Mag. (6) 2, 616, 1901; 4, 490, 1902.
[3]) A. Wehnelt, Ann. d. Phys. (4) 10, 542, 1903.

Messungen eine einwandfreie Extrapolation auf die Kathodenoberfläche nicht zu machen, und die Resultate SKINNERS verlangen eine andere Deutung, als er sie gibt. Darüber wird noch unten zu reden sein.

Daß über diese Frage noch so wenig Messungen vorliegen, mag seinen Grund darin haben, daß man Potentialmessungen im CROOKESschen Dunkelraum häufig mit einem gewissen Mißtrauen gegenübergestanden hat. Denn es entstanden Zweifel darüber, ob eine Sonde in ihm überhaupt das richtige Potential annehme wegen der sehr verschiedenen Beweglichkeit der positiven und der negativen Ladungsträger. Eingehend hat sich J. S. TOWNSEND [1]) mit dieser Frage befaßt. Der Verfasser [2]) hat in einer früheren Arbeit nachgewiesen, daß wenigstens für Oxydkathodenstrahlen eine Sonde im großen und ganzen das richtige Potential anzeigt. Die Frage ist wegen ihrer großen Bedeutung unten nochmals geprüft worden. Zur Sicherheit ist in der vorliegenden Arbeit eine Methode verwandt worden, die wohl von diesen Bedenken ganz frei ist.

Es hat sich bei diesen Messungen wieder gezeigt, wie außerordentlich empfindlich die Glimmentladung gegen minimale Veränderungen und Verunreinigungen der Elektroden und des Gases ist. In diesem Zusammenhange sei auch auf eine Arbeit von R. WHIDDINGTON [3]) über Ermüdungserscheinungen an Elektroden hingewiesen. Die vorliegende Arbeit ist als eine orientierende und qualitative zu betrachten. Es ist daher auf Säuberung des Gases kein Wert gelegt worden, und die gefundenen Daten mögen für reine Substanzen noch eine Änderung erfahren.

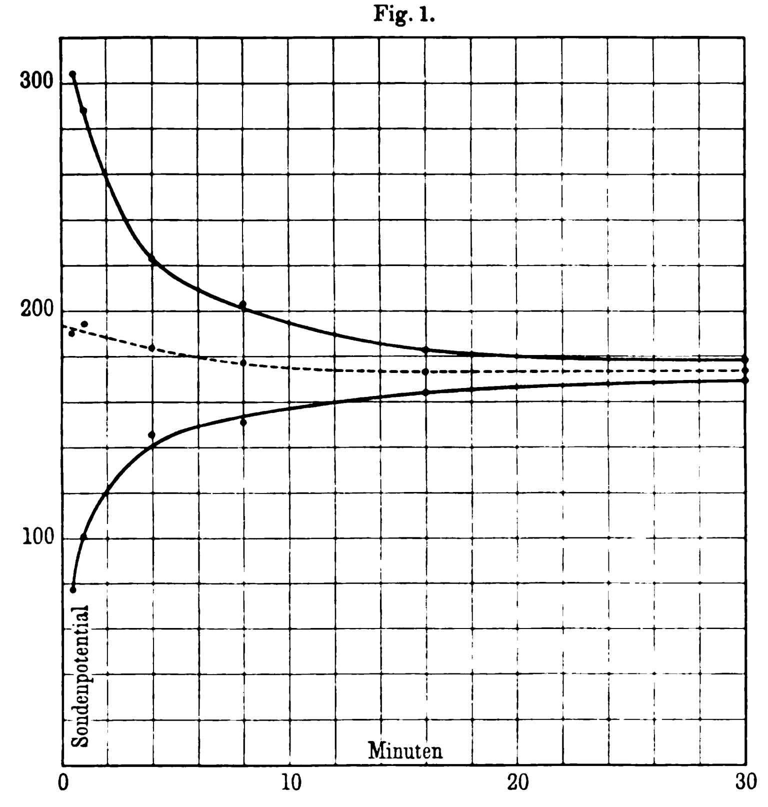
I. Die Richtigkeit von Sondenmessungen im Crookesschen Dunkelraum.

Die Richtigkeit von Sondenmessungen in ionisierten Gasen ist schon früher dadurch geprüft worden, daß man die Sonde einmal von einem zu hohen, dann von einem zu niedrigen Potential aus sich auf das Potential ihrer Umgebung aufladen ließ. Führten diese beiden Wege zum gleichen Ziel, so nahm man an,

[1]) J. S. TOWNSEND, Phil. Mag. (6) **12**, 729, 1906.
[2]) W. WESTPHAL, Ann. d. Phys. (4) **27**, 571, 1908.
[3]) R. WHIDDINGTON, Proc. Cambr. Phil. Soc. **15**, 183, 1909.

daß positive und negative Ladungsträger die Aufladung in gleich guter Weise bewirken. Daß dies in der Tat der Fall ist, konnte ich auf folgende Weise beweisen: Eine im Dunkelraum einer Glimmentladung befindliche Sonde wurde, um ihre Aufladung zu verlangsamen und besser beobachtbar zu machen, an eine Kapazität von 0,05 Mikrofarad gelegt und von Zeit zu Zeit das von

Fig. 1.



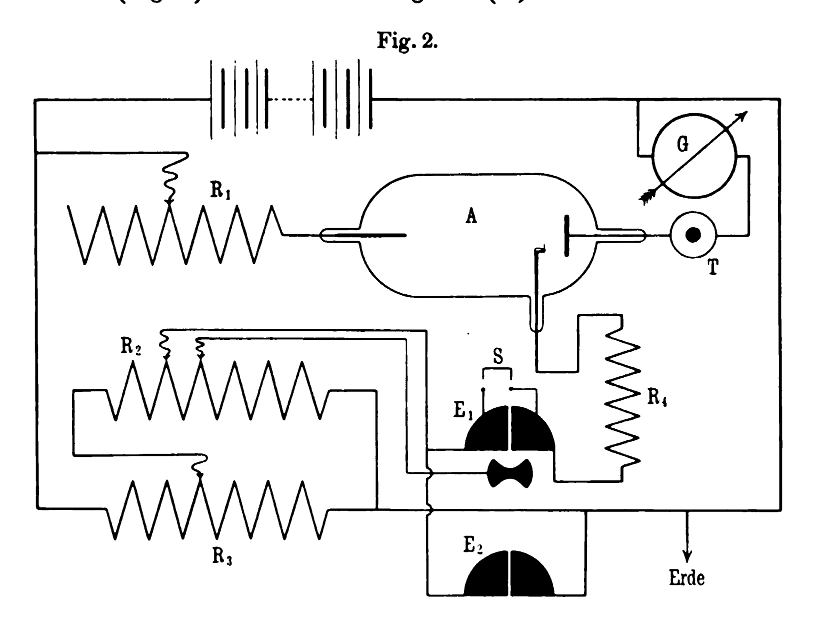
ihr erlangte Potential gemessen, einmal bei vorheriger Aufladung mit einem zu hohen, dann mit einem zu niedrigen Potential. Es zeigte sich, daß in beiden Fällen das Potential sich nicht nur dem gleichen Wert näherte, sondern auch daß die Annäherung von beiden Seiten mit gleicher Geschwindigkeit erfolgt, so daß sehr schnell ein konstanter Mittelwert beider (punktierte Kurve) erreicht ist (Fig. 1). Die anfängliche Abweichung der Mittelwerts-

kurve vom Endwert rührt natürlich davon her, daß das zu hohe Potential weiter vom Endpotential ab lag als das zu tiefe. Dieser Versuch zeigt, daß die Aufladung durch positive und negative Ladungsträger gleich schnell geschieht, und er stützt so von neuem die Richtigkeit der Sondenmessungen.

II. Die Methode.

Um jedoch der Sonde die Arbeit der Aufladung eines Elektrometers überhaupt abzunehmen, wurde folgende Versuchsanordnung benutzt (Fig. 2). In einem Glasgefäß (A) von 10 cm Weite und

Fig. 2.



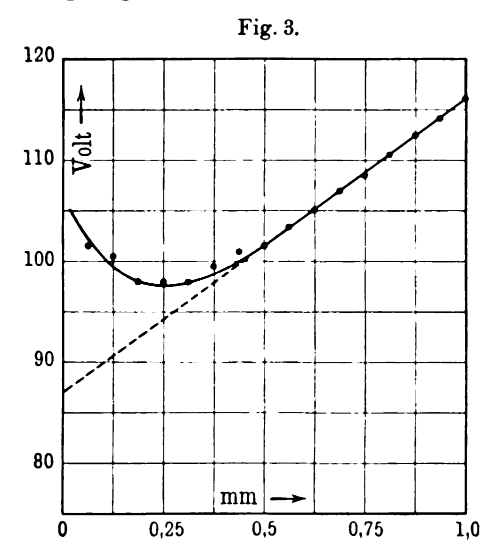
20 cm Länge befand sich eine Anode aus Aluminium und eine plattenförmige Kathode von 2,8 cm Durchmesser aus jeweils verschiedenem Material, die mit einer Glimmerscheibe hinterlegt war, um nur auf der Vorderseite Entladung zu tragen. Diese Kathode konnte mittels eines Gewindes und einer Vierkantführung durch Drehen eines Schliffes in der Rohrachse bewegt werden, ohne selbst gedreht zu werden. (Diese Vorrichtung ist in der Figur weggelassen.) Die Sonde hatte die bereits von C. A. SKINNER

(l. c.) benutzte bajonettartige Form. Sie bestand aus Platindraht von 0,025 mm Durchmesser, der bis auf das vorderste gerade Stück in Glas eingebettet war. Der Berührungspunkt der Sonde mit der Kathode wurde durch elektrischen Kontakt festgestellt. Diese Sonde war durch einen Flüssigkeitswiderstand (R_4) mit dem einen Quadrantenpaar eines als Nullinstrument dienenden Dolezalekelektrometers (E_1) verbunden. Das andere Quadrantenpaar und das Gehäuse waren mit einem Läufer verbunden, der in einem Jodkadmiumamylalkoholwiderstand (R_3) auf und ab bewegt werden konnte. Die Nadel lag an einem zweiten Läufer desselben Widerstandes, der sich in konstantem Abstand von dem ersten befand. So blieb die Empfindlichkeit ungefähr die gleiche, auf welche Spannung auch das Elektrometer aufgeladen wurde. Die beiden Läufer konnten mittels eines über eine Welle laufenden Schnurlaufes sehr fein eingestellt werden. An die Enden des Widerstandes wurde eine angemessene Spannung gelegt. Bei Beginn der Messung wurden die beiden Quadrantenpaare mit dem Schlüssel S kurz geschlossen und so das Elektrometer und die Sonde auf das am Abzweigepunkt des Widerstandes herrschende Potential aufgeladen. Dieses Potential wurde dann so lange variiert, bis das Elektrometer beim Öffnen keinen Ausschlag mehr zeigte, d. h. bis das angelegte Potential gleich dem der Sonde zukommenden Potential war. Dieses Potential wurde dann mit einem idiostatisch geschalteten Quadrantelektrometer (E_2) direkt am Widerstand gemessen. Als Spannungsquelle diente eine der beiden Hochspannungsbatterien des Instituts, und zwar lieferte sie sowohl die Spannung für die Entladung, wie für die Sondenaufladung. Um an den Enden des Abzweigewiderstandes eine bequeme, nicht zu hohe Spannung zu haben, wurde die an ihm liegende Spannung bereits von einem anderen Widerstand (R_2) abgezweigt. Ein weiterer Widerstand (R_1) diente zur Regulierung der Entladungsstromstärke. Die Evakuation geschah mit einer Gaedepumpe. Zur Aufdeckung etwaiger disruptiver Entladung war ein Telephon (T) in den Stromkreis eingeschaltet. Die Stromstärke wurde mit einem Drehspulgalvanometer (G) und Ayrtonnebenschluß gemessen.

Da in dieser Arbeit der Potentialverlauf in nächster Nähe der Kathode untersucht werden sollte, so sind im allgemeinen

nur die ersten fünf Punkte der Potentialkurve gemessen worden, und zwar in Abständen von 0,5 mm, entsprechend je einer vollen Umdrehung des Schliffes. Bei der erzielten Genauigkeit der Messungen war dies völlig hinreichend, um die Extrapolation auf das Potential an der Oberfläche der Kathode mit einer Genauigkeit von etwa 1 Volt zu machen. Überdies hätte ein Durchmessen des ganzen Dunkelraumes zu häufiges Drehen des Schliffes erfordert, was zu schneller Verunreinigung des Gases durch Fettdämpfe geführt hätte. Hier kam es darauf an, hintereinander mehrere Kurven unter möglichst unveränderten Gasverhältnissen aufzunehmen.

Fig. 3.



Es war nötig, das Potential auf der Kathodenfläche durch Extrapolation zu finden, da die Sondenmessungen etwa in 0,5 mm Entfernung von der Kathode Halt machen mußten. Es zeigte sich nämlich, daß bei größerer Annäherung an die Kathode die Sonde einen Wendepunkt der Potentialkurve und sogar gelegentlich ein Steigen derselben anzeigte. Ein Beispiel dafür gibt Fig. 3. Diese Erscheinung beruht ohne Zweifel auf einer Störung der Entladung durch die Sonde. Wenn diese nämlich zu dicht an die Elektrode kommt, so schirmt sie die hinter ihr liegende Stelle gegen die Kanalstrahlen ab, es werden hier keine Elektronen erzeugt, und die Umgebung der Sonde bekommt ein höheres Potential, als es ihr bei ungestörter Entladung zukäme. Bei größerer Entfernung ist die Entladung hinreichend diffus, um einen solchen Effekt nicht aufkommen zu lassen.

Die Messungen geschahen mit verschiedenen Metallen in Stickstoff und Wasserstoff. Beide Gase wurden aus käuflichen Bomben entnommen, waren also nicht ganz rein. Sehr wesentlich

war Reinheit der Sonde. Sobald eine Spur zerstäubten Metalles auf dem Glase saß, waren natürlich alle Potentiale zu hoch.

Im folgenden wird unter III. der Potentialsprung an der Kathode bei normalem Kathodenfall und verschiedenen Drucken, nnter IV. der Sprung bei gleichem Druck und verschieden hohen anormalen Kathodenfällen untersucht.

III. Der Potentialsprung an der Kathode bei normalem Kathodenfall.

Bei diesen Versuchen wurde die Stromstärke so einreguliert, daß das Glimmlicht eben die Oberfläche der Kathode bedeckte, also normaler Kathodenfall herrschte.

A. Messungen in Stickstoff.

Stahl. In den Tabellen 1a und 1b sind zwei Meßreihen wiedergegeben für eine Stahlelektrode in Stickstoff. Die erste Reihe zeigt einen konstanten Sprung an der Kathode (V_1) von

Tabelle 1a.

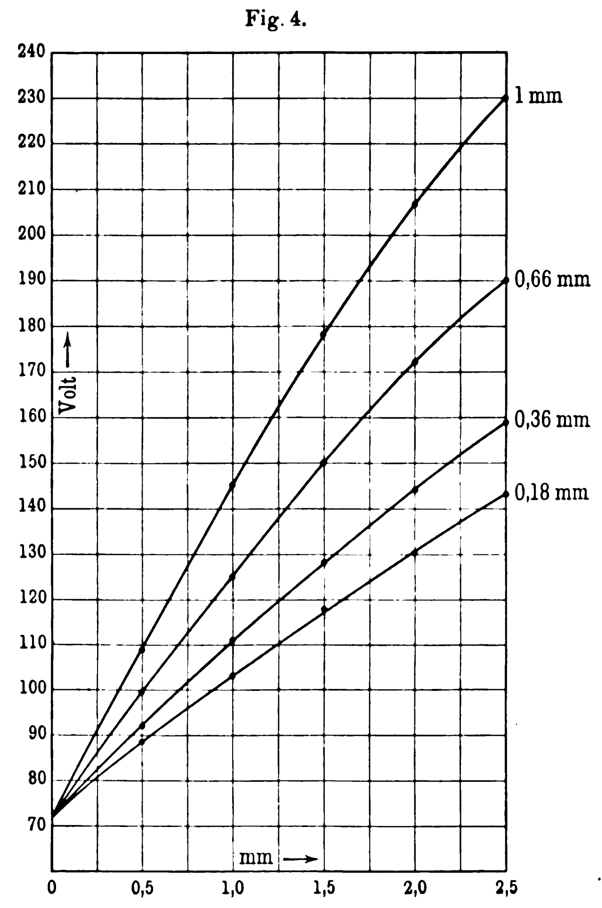
p mm	1,0	0,66	0,36	0,18
i M.-A.	1,7	0,70	0,35	0,18
0,5 mm	109	99,5	92	88,5
1,0	145	125	111	103
1,5	178	150	128	118
2,0	207	172	144	130
2,5	230	190	159	143
Sprung V_1	72	74	72	72

Tabelle 1b.

p mm	1,00	0,53	0,45	0,31	0,23
i M.-A.	1,7	0,59	0,31	0,12	0,07
0,5 mm	108	93,5	83	76,5	75,5
1,0	144	120	102	91	87
1,5	184	151	120	105	99
2,0	214	177	137	116	110
2,5	239	200	154	128	120
Sprung V_1	64	64	65	62	62

im Mittel 73 Volt, die zweite einen solchen von 64 Volt. Der Unterschied beider Reihen rührt daher, daß in der ersten die Elektrode bereits längere Zeit in Gebrauch gewesen war und dann

Fig. 4.



vor der zweiten abgeschmirgelt wurde. Fig. 4 zeigt die nach 1a konstruierten Kurven.

Kupfer. Auch hier haben sich zwei scharf unterschiedene Reihen ergeben: Die eine (Tabelle 2a) mit einem Sprung von im Mittel 79 Volt, die andere (Tabelle 2b) mit einem solchen von 66 Volt. Ein bestimmter Grund für diese Differenz ist nicht anzugeben. Sie trat auf, nachdem das Entladungsrohr eine Zeit-

lang zwecks Reinigung der Sonde offen gestanden hatte. Vielleicht sind dadurch irgend welche Veränderungen mit der Elektrodenoberfläche vorgekommen.

Die Kurven, welche zur Extrapolation dienten, werden im folgenden nicht mehr wiedergegeben, da der aus den Tabellen ersichtliche Potentialverlauf die Extrapolation mit genügender Deutlichkeit rechtfertigt.

Tabelle 2a.

p mm . . .	1,64	1,40	1,00	0,96	0,74	0,60	0,56	0,26
i M.-A. . .	3,10	2,29	1,1	—	0,66	0,51	0,39	0,13
0,5 mm	136,5	129	114	107	103	97	96,5	89,5
1,0	190	176	145,5	132	126	116	114,5	99
1,5	228	218	177	157,5	150	137,5	134	110
2,0	255	243	206	180	172	156	154	119
2,5	—	—	—	204	194	174	171	128
Sprung V_1 .	80	79	82	82	79	77	78	78

Tabelle 2b.

p mm	1,0	0,78	0,60	0,58	0,44	0,32
i M.-A. . . .	1,2	0,83	0,58	0,42	0,32	0,12
0,5 mm	98,5	88,5	86,5	90	79	79
1,0	131	113	109,5	108,5	94	88
1,5	161	135,5	131	128	111,5	99
2,0	188	155	151	148,5	128	109
2,5	210	173	168	168	142,5	120
Sprung V_1 . .	66	64	63	68	64	69

Tabelle 3.

p mm	1,1	0,7	0,42	0,34	0,26
i M.-A. . . .	1,4	0,58	0,21	0,12	0,08
0,5 mm	116	93,5	92	84,5	86
1,0	151,5	112	106	95,5	97,5
1,5	181	129	123	108,5	108
2,0	203	146,5	138	121	119,5
2,5	224	160	149	133	—
Sprung V_1 . .	76	75	77	70	74,5

*

Platin. Wegen der starken Zerstäubung des Platins sind diese Werte nicht sehr sauber. Der Sprung beträgt im Mittel 74 Volt (Tabelle 3).

B. Messungen in Wasserstoff.

Diese Messungen haben unter dem Übelstand zu leiden, daß die Entladung in Wasserstoff sehr leicht disruptiv wird.

Stahl. Bei einer Stahlelektrode in Wasserstoff wollte es nicht gelingen, gleichmäßige Resultate zu erzielen. Ein Grund hierfür ist nicht anzugeben.

Kupfer. Die Werte für den Potentialsprung an Kupfer schwanken ohne Gang mit der Stromstärke zwischen 90 und 99 Volt, mit dem Mittelwert 94 Volt (Tabelle 4).

Tabelle 4.

p mm . .	3,6	2,8	2,6	2,2	2,0	1,6	1,56	1,34	1,0	1,0
i M.-A. .	3,95	2,35	1,6	1,46	1,14	0,66	0,58	0,41	0,23	0,25
0,5 mm	140	130,5	128	117,5	120,5	116	123,5	119	114	104,5
1,0	181	166	159	143,5	150	138	148	138,5	132	118,5
1,5	219	199	189	171	177	160	169	158	149	132
2,0	251	231	217	196	203	179	188,5	176	164	145
2,5	—	258	242	220	228	196	207	193,5	177	157
Sprung V_1	98	96	96	91	90	94	97	99	96	90

Silber. Wegen der starken Zerstäubung wurden nur wenige Messungen gemacht. Der Sprung beträgt im Mittel 94 Volt (Tabelle 5).

Tabelle 5.

p mm . . .	2,0	1,46	1,16
i M.-A. . .	1,02	0,5	0,25
0,5 mm	133	115	111
1,0	169,5	138,5	124,5
1,5	196	158	139
2,0	222	179	156,5
2,5	247	200	172
Sprung V_1 .	95	92	95

Platin. Bei Platin ergab sich nach Einsetzen der Elektrode ein Sprung von im Mittel 71 Volt (Tabelle 6a). Nachdem sie eine Nacht in Berührung mit dem Gas gestanden hatte, war er im Mittel bis auf 79 Volt gestiegen (Tabelle 6b).

Tabelle 6a.

p mm . . . . i M.-A.	1,9 1,43	1,30 0,44	1,10 0,26	0,70 0,09
0,5 mm	109	97,5	94	87
1,0	141	122	117	103
1,5	169	139	135	115
2,0	193	157	151	129
2,5	214	174	167	138
Sprung V_1	74	72	70	69

Tabelle 6b.

p mm . . . i M.-A. . .	1,8 0,8	1,4 0,41	1,2 0,26
0,5 mm	102,5	104	97,5
1,0	128	124	117,5
1,5	151	145	135
2,0	174	162	152
2,5	197	177	169
Sprung V_1 .	76	84	77

Aluminium. Aluminium ergab im Mittel einen Sprung von 83 Volt (Tabelle 7). Da die Entladung sehr leicht intermittierend wurde, so ist dieser Wert wenig zuverlässig.

Tabelle 7.

p mm . . . . i M.-A.	2,2 2,5	1,8 1,9	1,3 0,73	0,8 0,26
0,5 mm	111,5	103	99	94,5
1,0	137,5	125	114	107,5
1,5	156	144,5	128	121
2,0	177	159	143	134
2,5	199	171	157	146
Sprung V_1	88	81	83	81

Es zeigt sich also bei den untersuchten Substanzen, daß der Potentialsprung an der Oberfläche der Kathode bei normalem Kathodenfall eine Konstante der betreffenden Gas-Metallkombination ist, oder um einen konstanten Mittelwert schwankt, wobei die Abweichungen vom Mittelwert sich aus einer Inkonstanz der Entladungsbedingungen erklären.

IV. Der Potentialsprung an der Kathode bei anormalem Kathodenfall.

Es seien hier nur einige Messungen an Stahl in Stickstoff wiedergegeben. Alle anderen untersuchten Elektroden und Gase verhielten sich qualitativ ebenso. Tabelle 8 gibt den Potentialverlauf, den Sprung (V_1) und den Kathodenfall (V_0), der gefunden wurde bei einem Druck von 0,41 mm zuerst bei normalem Kathodenfall, dann bei gesteigerter Stromstärke und anormalem Kathodenfall.

Tabelle 8. $p = 0{,}41$ mm.

i M.-A.	0,5 mm	1,0 mm	1,5 mm	2,0 mm	V_0	V_1	$V_1 : V_0$
0,28	83	100	115	132	265	67	0,25
0,55	95	116	135	153	278	73	0,26
1,09	111	139	164	187	304	82	0,27
1,63	134	165	193	217	330	99	0,30

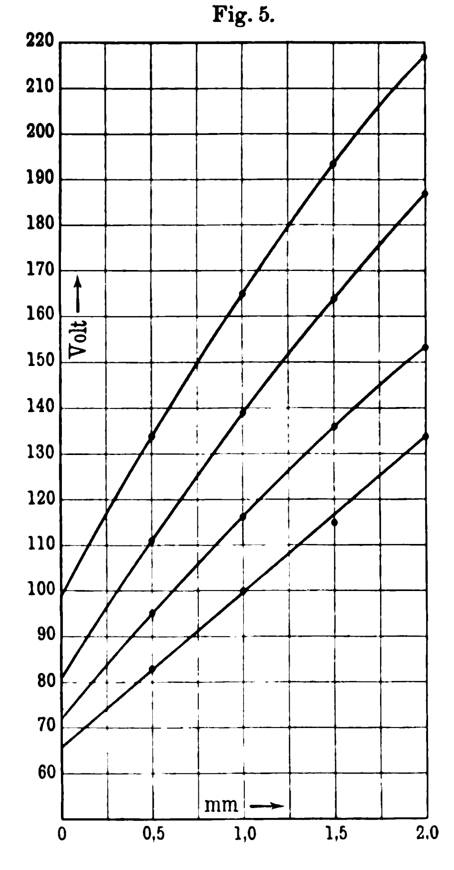
Ganz analoge Verhältnisse zeigten sich bei den anderen untersuchten Gasen und Metallen. Wegen der Unreinheit des benutzten Gases ist aber die Angabe der betreffenden Zahlen ohne Interesse.

V. Diskussion der Resultate.

Es geht also aus den Messungen unter III. hervor, daß einer bestimmten Kombination eines Gases mit einem Metall bei eben völliger Bedeckung der Kathode mit Glimmlicht, also normalem Kathodenfall, ein Potentialsprung auf der Oberfläche der Kathode entspricht, der vom Druck und damit von der Stromdichte unabhängig ist, trotzdem die Stromdichte stark variierte, z. B. bei 2a im Verhältnis 1:25. Er heiße „normaler Kathodensprung“. Er

zeigt somit ein dem normalen Kathodenfall durchaus analoges Verhalten und ist auch wie dieser als eine charakteristische Konstante der betreffenden Gas-Metallkombination anzusehen. Er teilt die Eigenschaft des normalen Kathodenfalles, gegen Verunreinigungen und Veränderungen des Gases oder der Kathodenoberfläche äußerst empfindlich zu sein. Eine einfache Beziehung zwischen beiden läßt sich aus den vorliegenden Messungen nicht ersehen.

Fig. 5.



Geht man von normalem zu anormalem Kathodenfall über, so steigt mit diesem auch der Sprung. Auch hier ist die Herstellung einer einfachen Beziehung nicht möglich. Doch mag dies daran liegen, daß bei den tieferen Drucken, die hier verwandt wurden, die Messung des Kathodenfalles einigermaßen willkürlich ist. Sie geschah hier durch Einstellen der Sonde auf die Grenze des positiven Glimmlichts, und das mag nicht richtig sein, da noch ein erheblicher Gradient im Glimmlicht selbst herrscht.

Es ist bisher nicht möglich, eine völlig befriedigende Erklärung für die Natur dieses Sprunges zu geben. Die zunächst naheliegende Annahme, sein Sitz sei die Übergangsschicht von Gas und Metall, in der sich die positiven Ionen und die Elektronen wie in einem sehr schweren Gas fortbewegen würden, ist aus verschiedenen Gründen abzulehnen. Es sei vor allem auf die Bestimmungen von e/m für die Kathodenstrahlen aus dem Ent-

ladungspotential hingewiesen. Es muß sich vielmehr um eine im Gase befindliche Volumladung handeln, d. h. um positive Ionen, die sich eine Zeitlang unneutralisiert in nächster Nähe der Kathode aufhalten. Da es unmöglich ist, die Dicke dieser Schicht zu bestimmen — sie ist jedenfalls außerordentlich gering —, so kann man auch zunächst das Problem nicht rechnerisch fassen. Doch läßt die Konstanz des Sprunges bei normalem Kathodenfall und seine Unabhängigkeit von der Stromdichte darauf schließen, daß er das Resultat einer energetischen Forderung ist. So wie man annehmen muß, daß der normale Kathodenfall bedingt ist durch die kinetische Energie, die die positiven Ionen brauchen, um die zur Entladung notwendige Ionisation zu erzeugen, so muß auch der Potentialsprung dazu dienen, irgend welchen Teilchen einen bestimmten notwendigen Betrag von Energie zu erteilen. Am wahrscheinlichsten scheint hierfür die Theorie von C. A. SKINNER[1]), der annimmt, daß die positiven Ionen an der Kathode unter Verlust eines bestimmten Bruchteils ihrer Energie reflektiert werden. Der Sprung dient zu ihrer Bremsung und bewirkt, daß sie nach ein- oder mehrmaliger Reflexion an der Kathodenoberfläche zur Ruhe kommen. Da bei gleichem Kathodenfall die Energie des ersten Aufpralls die gleiche ist, so ist auch die Energie des reflektierten Teilchens die gleiche, und damit das zu seiner Bremsung nötige Potential. So erklärt sich die Konstanz des Sprunges bei normalem Kathodenfall. Bei den vorliegenden Messungen betrug der Sprung $^1/_3$ bis $^1/_4$ des Kathodenfalles. Das Ion verlöre beim Aufprall also $^2/_3$ bis $^3/_4$ seiner Energie.

Wenn der Energieverlust bei der Reflexion, wenigstens in einem begrenzten Bereich, unabhängig von der Energie des Aufpralls ist, so müßte man erwarten, daß der Sprung beim gleichen Gas und Metall stets ein gleicher Bruchteil des Kathodenfalles sei. Er müßte also auch bei anormalem Kathodenfall proportional dem Kathodenfall steigen, vorausgesetzt, daß die positiven Ionen den ganzen Kathodenfall frei durchlaufen. Bei der Messungsreihe in Tabelle 8 steigt der Proportionalitätsfaktor von 0,25 bei normalem Kathodenfall (265 Volt) bis 0,3 bei 330 Volt. Dies liegt weit außerhalb der Versuchsfehler. Es hat sich jedoch bei den

---

[1]) C. A. SKINNER, Phil. Mag. (6) 4, 490, 1902.

Messungen des Dopplereffekts an den Kanalstrahlen stets gezeigt, daß die Geschwindigkeit der Kanalstrahlen, berechnet aus dem Dopplereffekt, sehr viel kleiner ist, als es der Potentialdifferenz zwischen ihrem Ort und dem Ende des Dunkelraums entspricht [1]). So bleibt immerhin die Möglichkeit offen, daß sich bei genauen Messungen über die Geschwindigkeit der Kanalstrahlen bei verschieden hohen Kathodenfällen die gesuchte Proportionalität zwischen dem Sprung und dem von den Kanalstrahlen durchlaufenen Potential ergibt.

Die experimentellen Resultate dieser Arbeit stehen in direktem Widerspruch zu denen der oben erwähnten C. A. Skinners [2]). Dieser fand nämlich, daß der Potentialsprung an der Kathode, gemessen durch eine in möglichste Nähe derselben gebrachte Sonde — nicht durch Extrapolation — mit Abnahme des Druckes oder Steigerung der Stromstärke immer mehr dem Kathodenfall gleich wird. Während bei 2,6 mm der Kathodenfall bei 1 M.-A. 280 Volt betrug und der Sprung 205 Volt, waren beim gleichen Druck bei 9 M.-A. beide gleich 425 Volt. Bei 0,7 mm Druck und 1 M.-A. betrugen beide 445 Volt. Es dürften für diese Resultate, die denen dieser Arbeit durchaus zuwiderlaufen, zwei Gründe anzuführen sein. Zunächst ist in dieser Arbeit gezeigt worden, daß Sondenmessungen zu dicht an der Kathode zu hohe Werte des Potentials ergeben. Dies dürfte die Messung bei 0,7 mm erklären. Bei 2,6 mm ist zu bedenken, daß bei einer Stromstärke von 9 M.-A. an einer Elektrode von 1,8 cm Durchmesser, wie sie Skinner anwandte, die Volumladung im Gase schon so hoch ist, daß die Potentialkurve in nächster Nähe der Kathode gleich äußerst steil ansteigt, so daß eine Sonde von immerhin endlicher Dicke bereits über einen großen Potentialbereich integriert.

Zusammenfassung der Resultate.

1. Es wird eine neue Nullmethode zur Messung von Potentialen in der Kathodenstrahlentladung beschrieben.

2. Positive und negative Ladungsträger laden eine Sonde im Crookesschen Dunkelraum gleich schnell auf.

---

[1]) H. Rau, Phys. ZS. 7, 421, 1906; T. Royds, Phil. Mag. (6) 18, 895, 1909.

[2]) C. A. Skinner, Phil. Mag. (6) 2, 616, 1902.

3. Der Potentialsprung an der Oberfläche der Kathode der Glimmentladung ist für eine bestimmte Kombination von Gas und Elektrodenmetall bei normalem Kathodenfall unabhängig vom Druck und damit von der Stromdichte. Dieser Sprung („normaler Kathodensprung") tritt also als charakteristische Konstante neben den normalen Kathodenfall, mit dem er eine gewisse Verwandtschaft zu besitzen scheint.

4. Bei steigendem anormalen Kathodenfall steigt auch der Sprung. Eine Beziehung zwischen Sprung und Kathodenfall hat sich bisher nicht finden lassen.

5. Es erscheint wahrscheinlich, daß der Kathodensprung einer energetischen Forderung entspringt, etwa im Sinne der SKINNERschen Annahme, er diene zur Bremsung der von der Kathode reflektierten positiven Ionen.

Weitere quantitative Messungen sind im Gange.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität, März 1910.



Über die Ionenbeweglichkeit in Argon und den Einfluſs geringer Mengen Sauerstoffs auf diese Gröſse;

von J. Franck.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 4. März 1910.)

(Vgl. oben S. 252.)

In einer Arbeit über die Beweglichkeit der radioaktiven Restatome [1]) hatte ich die bestehenden Theorien über das sogenannte kleine oder schnelle Gasion (im Gegensatz zu den langsamen LANGEVIN-Ionen) experimentell zu prüfen gesucht, und war zu dem Schluß gelangt, daß sowohl die RUTHERFORDsche [2]) „cluster"-Theorie des Ions, wie die SUTHERLANDsche [3]) Theorie, die in einem Gasion ein geladenes Atom sieht, den bisher erhaltenen Resultaten gerecht wird. Dagegen schien mir WELLISHS [4]) Theorie, die ebenfalls das Ion als geladenes Molekül betrachtet, aber sonst die Reibung des umgebenden Gases anders in Rechnung setzt, nicht den experimentellen Befund wiederzugeben.

Ich hoffte in dieser Frage etwas weiter zu kommen bei einer Untersuchung der Ionenbeweglichkeit in einem Gemisch eines einatomigen Gases mit einem zweiatomigen. Argon wählte ich als eine Komponente, weil hierin die Beweglichkeit noch unbekannt war. Es haben sich nun bei dieser Untersuchung merkwürdige Resultate ergeben, die ohne spezielle Annahmen sich keiner der Theorien einordnen.

Zur Messung der Beweglichkeit benutzte ich die Methode, die POHL und ich speziell für Messungen in Edelgasen angegeben haben [5]), da sie den Vorteil bietet, mit geringen Gasmengen auszukommen. Sie besteht im Prinzip in einer Abänderung der RUTHERFORDschen Wechselstrommethode und erweitert dieselbe

---

[1]) J. FRANCK, Verh. d. D. Phys. Ges. **11**, 397, 1909.
[2]) Zum Beispiel E. RUTHERFORD, Radioaktivität. Übers. von ASCHKINASS.
[3]) SUTHERLAND, Phil. Mag., Sept. 1909.
[4]) E. M. WELLISH, Proc. Cambr. Phil. Soc. **15**, 1, 1909.
[5]) J. FRANCK u. R. POHL, Verh. d. D. Phys. Ges. 9, 69—75, 194—197, 1907.

für Messungen mit beliebigen Ionisatoren und für beide Ionensorten. Wegen der genaueren Ausführung der Anordnung verweise ich auf die damalige Publikation. Hier mag genügen, daß man an einer Platte eines Plattenkondensators eine unipolare Oberflächenionisation erzeugt, indem man aus einer getrennten Ionisierungskammer Ionen des gewünschten Vorzeichens durch ein Drahtnetz in den Meßkondensator eintreten läßt. Hier werden die Ionen von einem Wechselfelde erfaßt, dessen Stärke so variiert wird, daß die Ionen bei einer Halbperiode gerade den Abstand zwischen den Kondensatorplatten durchlaufen. Dieser Punkt wird angezeigt durch ein mit dem Kondensator verbundenes empfindliches Quadrantelektrometer, das dann beginnt sich aufzuladen. Die Höhe dieses Potentials, der Plattenabstand (5 cm) und die Periodenzahl (meistens 52) lassen dann einfach die Beweglichkeit berechnen. Am saubersten findet man dieses Grenzpotential, bei dem gerade die Aufladung beginnt, indem man eine Stromspannungskurve aufnimmt und feststellt, bei welchem Potential diese Kurve die Abszisse schneidet. So wurde auch hier verfahren.

Als Ionisator dienten die α-Strahlen eines Poloniumpräparates, jedoch sind auch mit gleichem Resultate in einem ganz anders dimensionierten Apparate qualitative Messungen mit dem lichtelektrischen Effekt als Ionisator angestellt worden.

Das benutzte Argon wurde hier im Institut von Herrn cand. phil. ROTTGART nach dem von F. FISCHER[1]) angegebenen Verfahren hergestellt. Ich bin Herrn ROTTGART für die freundliche Überlassung von Argon vielen Dank schuldig. Die spektrale Untersuchung ergab außer den Argonlinien immer Spuren von Wasserstoff, die nie ganz zu vermeiden waren. Stickstoff, dessen Anwesenheit bei der Darstellung aus Luft möglich wäre, ließ sich nicht nachweisen, wenn das FISCHERsche Reinigungsverfahren sauber durchgeführt war. Sauerstoff war nicht vorhanden, wie auch weiter unten aus den Resultaten ersichtlich. Andere Verunreinigungen kamen nicht in Betracht.

Berechnet man die Ionenbeweglichkeit in Argon nach der von W. KAUFMANN[2]) und P. LENARD[3]) aufgestellten Regel, die

---

[1]) F. FISCHER, Chem. Berichte.
[2]) W. KAUFMANN, Phys. ZS. 1, 24, 1899.
[3]) PH. LENARD, Ann. d. Phys. (4) 3, 314, 1900.

aussagt, daß die Ionenbeweglichkeit in einem Gase umgekehrt proportional der Wurzel aus seinem Molekulargewicht sei, so sollte man $u_+ = 1{,}22$ und $u_- = 1{,}65$ erwarten, wenn man die entsprechenden Daten in Luft mit $u_+ = 1{,}39$ und $u_- = 1{,}87$ in Rechnung setzt. Diese Regel hat sich bei allen idealeren Gasen, auch beim Helium bisher als Annäherungsformel gut bewährt. Beim Argon erfährt sie, wie die folgende Tabelle zeigt, bei den positiven Ionen eine Bestätigung. Da diese Ionen sich normal verhalten, so führe ich in der Tabelle nur die sich ergebenden Beweglichkeiten an. Die Werte werden durch Zusatz einiger Prozente Sauerstoff zum Gase nicht merklich beeinflußt.

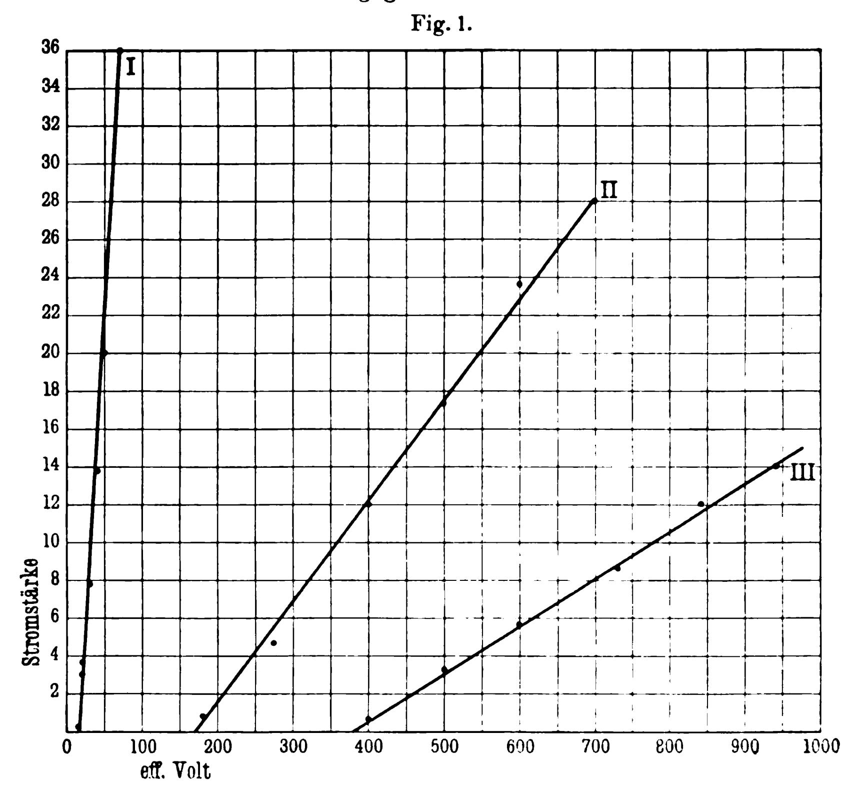
$u_+ =$	1,32	cm/sec	für	1 Volt/cm
	1,42	"	"	"
	1,31	"	"	"
	1,37	"	"	"
	1,44	"	"	"
	1,43	"	"	"
	1,30	"	"	"
	1,37	"	"	"
Mittel	1,37	cm/sec	für	1 Volt/cm

Diese Werte sind mit verschiedenen Argonfüllungen erhalten worden, sie stimmen nicht so gut untereinander überein, wie Messungen, die in anderen Gasen mit dieser Methode ausgeführt sind. Der Fehler entsteht durch das Eintreten von negativen Ionen in den Meßkondensator, so daß die Oberflächenionisation nicht mehr streng unipolar ist. Wie sich weiter unten ergiebt, ist nämlich die Beweglichkeit der negativen Ionen sehr groß, so daß trotz des gegengeschalteten Feldes in der Ionisierungskammer negative Ionen vom Wechselfeld durch das Drahtnetz gezogen werden. Ihre Anwesenheit vereitelt eine präzise Bestimmung des Grenzpotentials für die positiven Ionen. Man kann natürlich durch Vergrößerung des Feldes in der Ionisierungskammer diese Erscheinung aufheben, jedoch bleibt bei dieser Kompensation eine gewisse Willkür bestehen. Groß ist der entstehende Fehler jedoch sicher nicht, denn es änderten sich die gemessenen Beweglichkeiten bei Variation des Hilfsfeldes von 0,2 bis 4 Volt nur von $u_+ = 1{,}32$ bis $u_+ = 1{,}42$.

Im Gegensatz zu dem normalen Verhalten der positiven Ionen steht das der negativen Ionen. Ich möchte deshalb außer den

bestimmten Grenzpotentialen und den sich daraus ergebenden Beweglichkeiten als Beispiel einige Stromspannungskurven hier abbilden. In den Kurven ist als Abszisse das Wechselstromeffektivpotential in Volt, als Ordinate die zugehörige Stromstärke in willkürlichem Maße angegeben.

Fig. 1.



Zur besseren Übersicht mag die Angabe dienen, daß bei der erwarteten Beweglichkeit von 1,65 cm/sec für 1 Volt/cm die Aufladung erst bei 1750 Volt einsetzen sollte. Von den in Fig. 1 dargestellten Kurven wurde die mit I bezeichnete in frisch eingefülltem Argon erhalten, Kurve II in 2 Tage altem und Kurve III in 4 Tage altem Argon. Fig. 2 gibt zwei ähnliche Kurven, die in einem zeitlichen Abstand von einem Tage gemessen wurden. Sie sollen zeigen, daß keine Änderung im Charakter der Kurven auftritt, wenn man sie bis zu hohen Spannungen hin verfolgt.

Die folgende Tabelle ergibt dann die aus solchen Kurven entnommenen Grenzpotentiale sowie die daraus berechneten Beweglichkeiten.

Volt	Beweglichkeit u_-	Volt	Beweglichkeit u_-
14	206,3	70	41,2
15	192,5	170	17,0
16	180,5	250	11,55
28	103,2	375	7,7
34	84,9		

Man sieht aus den Kurven und der Tabelle, daß im Argon äußerst große Beweglichkeiten der negativen Ionen auftreten, die einer anderen Größenordnung angehören als die bisher von Gasen von Zimmertemperatur und Atmosphärendruck bekannten. Ferner ergibt sich, daß Verunreinigungen, die in das Gefäß eindringen oder sich von den Wänden ablösen, einen sehr starken Einfluß auf diese Größe haben.

Dadurch erklärt sich auch, daß mit zunehmender Verunreinigung die Stromkurven immer flacher werden, denn bei gegebenem Potentialgradienten in der Ionisierungskammer steigt natürlich die Wiedervereinigung der Ionen mit abnehmender Beweglichkeit.

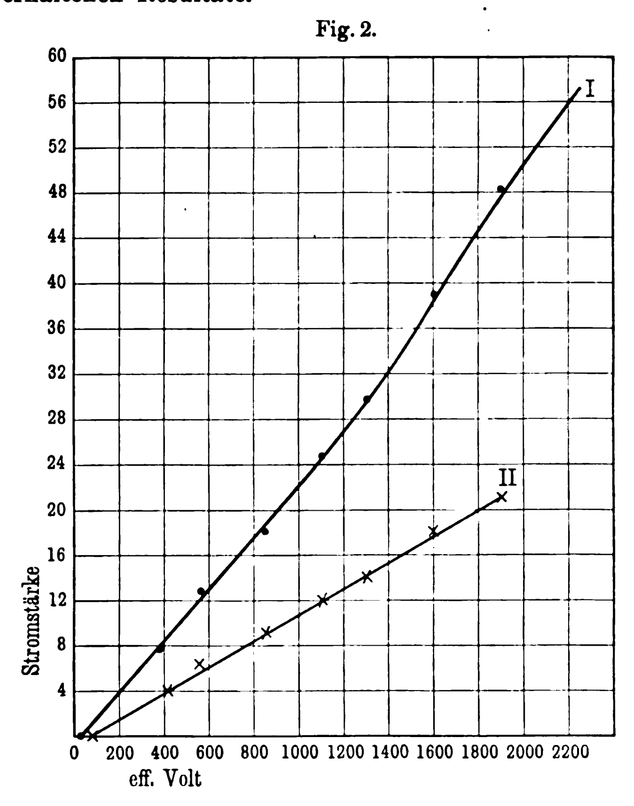
Wie bei einem Apparat, der aus Metallblechen und Glas mit ausgedehnten Siegellackdichtungen zusammengesetzt ist, zu erwarten ist, gelang es nämlich nicht, ihn vollkommen luftdicht zu erhalten; jedoch war die Undichtigkeit minimal, der Druck stieg, wenn man das Gefäß unter Vakuum stehen ließ, im Laufe eines Tages nur auf einige hundertstel Millimeter Hg. Bei den Füllungen mit Argon wurde deshalb der Druck immer einige Millimeter über Atmosphärendruck gewählt. Es konnten also nur äußerst geringe Verunreinigungen sein, die sich hier so stark bemerkbar machten. Immer aber ergab sich, wie aus dem geradlinigen Stromanstieg hervorgeht, eine einzige scheinbar wohldefinierte Beweglichkeit, unabhängig davon, bis zu welchen Potentialen sie fortgesetzt wurde (s. Fig. 2).

Diese Empfindlichkeit der negativen Ionen gegen Verunreinigung des Gases erinnert sehr an die gleiche Empfindlichkeit des Stickstoffs gegen Beimengungen geringer Mengen Sauerstoffs, z. B.



beim Kathodenfall [1]), besonders jedoch bei der negativen Spitzenentladung [2]), dem spektralen Verhalten [3]) usw. Ich vermutete deshalb, daß auch hier der Sauerstoff die wesentliche Verunreinigung darstellte, und um diese Auffassung zu prüfen, habe ich das Argon mit Sauerstoff verunreinigt. Die folgende Tabelle zeigt die erhaltenen Resultate.

Fig. 2.



Es zeigt sich also, daß schon 1,5 Proz. Sauerstoff genügt, um die Beweglichkeit der negativen Ionen des reinen Argons auf weniger als 1 Proz. ihres ursprünglichen Wertes herabzudrücken, daß aber dann ein weiterer Zusatz von O_2 den Wert nicht merk-

[1]) E. Warburg, Wied. Ann. 40, 1, 1890.
[2]) E. Warburg, Ann. d. Phys. (4) 2, 295, 1900.
[3]) B. Walter u. R. Pohl, ebenda (4) 18, 406, 1905.

lich mehr ändert. Interessant ist es nun, daß der Wert 1,7 in verunreinigtem Argon gut übereinstimmt mit dem Wert 1,66, der nach der LENARDschen Regel zu erwarten gewesen wäre. Der höchste Wert, den ich erhielt, war $u_{-} = 206,3$. Wie wohl schon aus obigem ersichtlich, ist man jedoch nicht berechtigt, ihn für den richtigen Wert in absolut reinem Argon zu erklären. Denn wenn auch beinahe derselbe Wert bei frischen Gasfüllungen wiederkehrte, so ist es doch nicht sicher, daß in diesen Fällen jede Spur von Verunreinigung vermieden war. Wahrscheinlich liegt also der Wert für absolut reines Argon noch höher. Andererseits weiß man ja aber auch nicht, ob bei so großen Beweglichkeiten nicht die entsprechend große Diffusion der Ionen stört; in anderen Gasen, z. B. Luft und Wasserstoff, in denen oft zur Kontrolle des Apparates gemessen wurde, war das bestimmt nicht der Fall. Aber auch im Argon scheint wegen des stetigen geradlinigen Anstiegs der Stromspannungkurve ein solcher störender Einfluß der Diffusion höchst unwahrscheinlich.

Prozentische Verunreinigung mit O_2	Grenzpotential in Volt	Beweglichkeit u_{-} in cm/sec für Volt/cm
10	1700	1,70
5	1700	1,70
1,2	1680	1,70
0	14	206,3

Man wird suchen müssen, dieses merkwürdige Verhalten der negativen Ionen mit der chemischen Trägheit des Argons, seiner Ausnahmestellung als Edelgas und ferner mit seiner sonstigen Ausnahmestellung in elektrischer Hinsicht in Zusammenhang zu bringen. Fürs erste aber widerspricht solchen theoretischen Überlegungen die Tatsache, daß wir bei früheren Messungen in Helium [1]) keine Andeutung dieser anomalen Verhältnisse gefunden haben, obgleich sich Helium sonst noch extremer als Argon verhält. Natürlich ist aber die Möglichkeit nicht von der Hand zu weisen, daß Helium noch empfindlicher gegen Verunreinigungen ist und

[1]) FRANCK u. POHL, l. c.

daß deshalb uns ein analoges Verhalten der negativen Ionen in Helium trotz sorgfältiger Reinigung mit Kohle und flüssiger Luft entgangen wäre. Es werden deshalb noch einmal Kontrollmessungen in Helium angestellt. Desgleichen wird ganz reiner Stickstoff untersucht werden wegen der oben erwähnten Ähnlichkeit im Verhalten dem Sauerstoff gegenüber.

Schließlich besteht die Frage, welche Konsequenzen man für die oben erwähnten Ionentheorien aus dem Auftreten solcher äußerst schneller Ionen in einem Gase von Zimmertemperatur und Atmosphärendruck ziehen will. Nimmt man an, daß diese Sorte schneller Ionen einfach Elektronen sind, so müßte man nach allen drei Theorien sehr große Werte für ihre Beweglichkeit erhalten. Die beiden Theorien von WELLISH und SUTHERLAND, nach denen das Normalion ein Atom oder Molekül mit einer Elementarladung ist, dürften aber nur zwei Möglichkeiten zulassen: entweder man hat ein Elektron, dann erhält man die große Beweglichkeit, oder das Elektron aggregiert ein Atom oder Molekül, dann gibt es die kleine normale Beweglichkeit. Es sei denn, daß man die Annahme macht, das geladene Teilchen fliege einen Teil seiner Bahn als Elektron und werde je nach der Stärke der Verunreinigung früher oder später auf seiner Bahn von einer Molekel eingefangen. Mit der RUTHERFORDschen „cluster"-Theorie kann man alle Zwischenwerte auch ohne diese Annahme erklären, mit der Vorstellung, daß bei wachsender Verunreinigung immer mehr Moleküle angelagert werden. Die absolute Größe der für Elektronen nach den Theorien zu erwartenden Beweglichkeit auszurechnen, ist unmöglich, da immer der Radius des Elektrons in die Rechnung eingeht. Eine sichere Entscheidung dieser Frage liegt also auch hier wieder nicht vor.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität, März 1910.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

12. Jahrg. | 15. April 1910. | Nr. 7.

Sitzung vom 18. März 1910.

Vorsitzender: Hr. H. RUBENS.

Vor Eintritt in die Tagesordnung macht der Vorsitzende Mitteilung von dem am 15. März erfolgten Ableben des langjährigen Mitgliedes der Gesellschaft

Geh. Reg.-Rat Prof. Dr. **H. Landolt.**

Die Anwesenden erheben sich zu Ehren des Verstorbenen von ihren Sitzen.

Sodann berichtet Hr. **J. Franck**
über die Ionenbeweglichkeit in Argon und den Einfluß geringer Mengen Sauerstoffs auf diese Größe.
(Schon abgedruckt S. 291 bis 298.)

Ferner spricht Hr. **O. v. Baeyer**
über die Erzeugung und den Nachweis sehr schneller elektrischer Schwingungen.



Zur Veröffentlichung in den Verhandlungen der Gesellschaft sind eingegangen:

von Hrn. **R. Pohl** und **P. Pringsheim:** Die lichtelektrische Empfindlichkeit der Alkalimetalle als Funktion der Wellenlänge;

von Hrn. **E. Goldstein:** Über einen besonderen Typus diskontinuierlicher Emissionsspektra fester Körper.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Oberlehrer Dr. K. Bergwitz, Braunschweig, Altewiekring.
Hr. Oberlehrer Dr. H. Witte, Wolfenbüttel, Marktstraße 14.
(Beide vorgeschlagen durch Hrn. H. Geitel.)

Hr. Dr. P. Ludewig, Assistent am Elektrischen Institut des Physikalischen Vereins, Frankfurt a. M., Kellenhofweg 136.
(Vorgeschlagen durch Hrn. R. Wachsmuth.)

Über die Messung der wahren Temperatur von Metallen;

von M. v. Pirani.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 4. März 1910.)
(Vgl. oben S. 252.)

Einleitung.

Bei allen Untersuchungen, die man bei hohen Temperaturen an Metallen vornimmt, wirkt der Unterschied der wahren und schwarzen Temperatur behindernd, da man nur die schwarze Temperatur messen kann. Bedient man sich der optischen Meßmethode, so kann man sich auch nicht einmal über die Größe der Ungenauigkeit ein Bild machen, da als erschwerender Umstand hinzukommt, daß die Oberfläche jedes Metallstückes ein Individuum für sich ist. So würde es nicht etwa genügen, wenn man z. B. für reines Platin den Unterschied zwischen schwarzer und wahrer Temperatur an irgend einem Stück feststellt, um für Platin einen ein für allemal feststehenden Wert zu gewinnen, denn der Unterschied, den man festgestellt hat, gilt eben nur für das Stück, an dem man die Messung ausführt. Ein anderes Stück kann eine ganz andere Oberflächenbeschaffenheit haben, die sich durchaus nicht in grobsinnlicher Weise zu erkennen gibt.

Ich stellte mir die Aufgabe, diese Verhältnisse näher zu untersuchen, und zwar suchte ich zunächst nach einer Methode, um bei einem gegebenen Metallindividuum den Unterschied zwischen der schwarzen und wahren Temperatur aufzufinden.

Auf Grund der gewonnenen Kenntnisse sollte dann die weitere Frage beantwortet werden: Welchen Temperaturen sind die in unseren elektrischen Sparlampen (Tantal und Wolfram) gebrauchten Leuchtfäden unterworfen?

Um den Unterschied zwischen der wahren und schwarzen Temperatur konstatieren zu können, mußte eine Materialkonstante benutzt werden, welche von der Oberfläche des Materials unabhängig ist. Eine solche ist der spezifische Widerstand. Nimmt man diesen zu Hilfe, so kann man folgendermaßen verfahren:

Man bestimmt den spezifischen Widerstand bei verschiedenen Temperaturen und trägt den Zusammenhang zwischen Temperatur und Widerstand in eine Kurve ein. Dann bestimmt man bei den gleichen Widerständen die schwarzen Temperaturen und hat so den Unterschied zwischen schwarzer und wahrer Temperatur. Die eingangs gestellte Frage spitzt sich also auf die Aufgabe zu, die spezifischen Widerstände von Metallen bei hohen Temperaturen zu bestimmen. Da sich die Messung von Widerständen am besten an drahtförmigen Körpern ausführen läßt, so ist hiermit noch eine weitere Bedingung festgelegt.

Die Methoden zur Bestimmung der spezifischen Widerstände bei hohen Temperaturen kann man in zwei Klassen einteilen:

1. Methoden, bei denen die Heizung von außen vorgenommen wird;

2. Methoden, bei denen die Heizung durch den Meßstrom erfolgt.

A. Widerstandsmessung.

I. Erhitzung von außen.

a) Direkte Bügelmethode in Luft oder indifferentem Gas.

α) Beschreibung des Apparates und der Methode. Es sollen zunächst die Methoden besprochen werden, bei denen die Heizung von außen erfolgt. Man kann hier je nach der Natur des Metalles, welches man untersuchen will, in Luft, in einem indifferenten Gas oder im Vakuum arbeiten. Es seien zunächst die Versuche beschrieben, die zur Bestimmung des Widerstandes von Wolfram gemacht wurden.

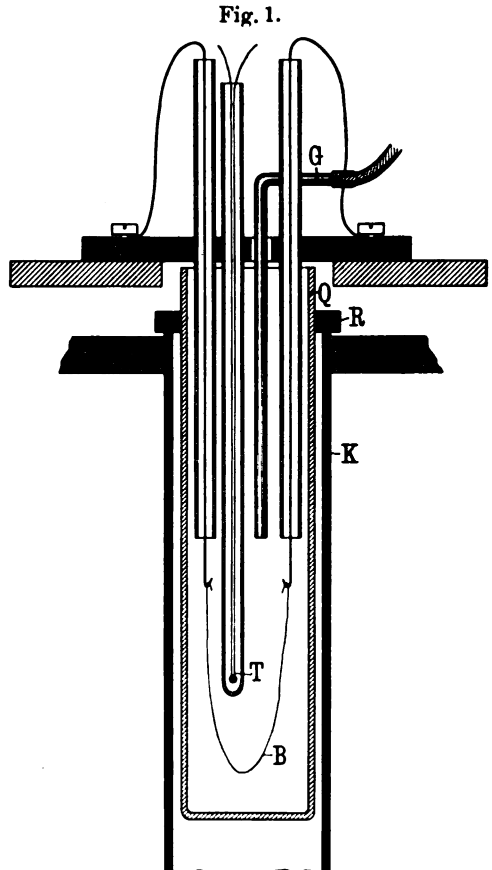
Als Heizapparat wurde ein Kohlerohrofen mit leicht auswechselbarem Kohlerohr verwandt[1]). Dieser Ofen wurde senkrecht angeordnet und zwecks Vermeidung von Luftströmung unten geschlossen. Das Kohlerohr hatte einen Innendurchmesser von 30 mm und war an seinem oberen Ende mit einem Ringe R versehen, welcher auf dem oberen Rande des Kohlerohres K auflag. In dieses paßte ein gezogenes Quarzrohr Q (bezogen von Hülsen, New Castle) von 27 mm innerem Durchmesser. Das Rohr wurde,

---

[1]) „Mechaniker" 1909, Nr. 11.

um es gegen Kohlenoxyd undurchdringlich zu machen, außen mit dem Acetylenknallgasgebläse überglasiert. In diesen Ofen wurde der Bügel *B*, der untersucht werden sollte, eingehängt, und zwischen seine beiden Schenkel ein Thermoelement *T* angebracht. Die Anordnung wird durch Fig. 1 dargestellt.

Fig. 1.



Besondere Sorgfalt mußte natürlich auf die Vermeidung bzw. Berücksichtigung der Fehler durch Übergangswiderstände und Zuleitungswiderstände an den im Ofen befindlichen Stellen gelegt werden. Die Zuleitungswiderstände wurden durch Verwendung dicker Zuleitungen möglichst klein gemacht und dann noch dadurch in Rechnung gezogen, daß eine Meßreihe mit kurzgeschlossenen Zuleitungen aufgenommen wurde. Die bei den betreffenden Temperaturen abgelesenen Widerstände wurden dann von den früher gemessenen Widerständen abgezogen.

Eine zweite Möglichkeit, die Zuleitungen zu berücksichtigen, bestand darin, daß zwei verschieden lange Bügel in den Ofen eingehängt wurden, deren Zuleitungen genau gleich bemessen waren. Es wurde dann der Widerstand des großen und kleinen Bügels bei der gleichen Temperatur festgestellt und diese beiden Widerstände voneinander abgezogen. Die Zuleitungen fallen dann heraus und man erhält

die Widerstandskurve für ein zuleitungsloses Stück. Besonders bei Verwendung zweier Bügel ist auf die Vermeidung jeglichen Luftzuges und auf möglichst symmetrische Gruppierung der Bügel zu achten, da es sonst vorkommen kann, daß die beiden Bügel nicht die gleichen Temperaturen haben.

Das indifferente Gas wurde durch ein rechtwinklig gebogenes Quarzrohr G zugeleitet; das Ende des Gaszuleitungsrohres befand sich etwas höher als die Enden der Zuleitungen des Drahtes, der gemessen wurde. Trotzdem das Ende des Gaszuleitungsrohres sehr weit vom Boden des Meßgefäßes Q entfernt war (Fig. 1), verdrängte der Wasserstoff die Luft vollkommen, so daß eine Oxydation der verwandten Wolframfäden nicht stattfand. Die ganze Anordnung mußte so weit im Ofen stecken, daß der Wasserstoff genügend vorgewärmt wurde und nicht den Faden abkühlte. Wenn der Ofen auf helle Weißglut gekommen war, entzündete sich der Wasserstoff von selbst und brannte ruhig aus dem Quarzrohr heraus. Natürlich mußte dafür gesorgt werden, daß weder der Gummischlauch der Zuleitung, noch die Stellen, wo Zuleitungsdrähte verschiedenen Materials aneinander befestigt waren, durch die herausbrennende Wasserstoffflamme erwärmt wurden, weil im ersten Fall der Wasserstoff mit Kohlenwasserstoffen verunreinigt wird, im zweiten Fall starke Thermokräfte in der Meßanordnung auftreten.

β) Beispiel: Wo — 180 — + 1450. Die Versuche mit Wolfram zeigten, daß dies Metall bis zu ziemlich hohen Temperaturen im Wasserstoffstrom untersucht werden kann; über 1500° zeigten sich jedoch schon zuweilen dauernde Widerstandsveränderungen, wenn man den Faden nach dem Erhitzen bei Zimmertemperatur prüfte. Es braucht dies nicht auf den Wasserstoff als solchen zurückgeführt werden, sondern viel wahrscheinlicher sind es die unvermeidlichen Verunreinigungen desselben durch Kohlenwasserstoffe u. dgl., welche sich störend bemerkbar machen. Immerhin konnte die Untersuchung bis etwa 1500° in der Anordnung (Fig. 1) ausgeführt werden. Die Herstellung eines guten Kontaktes, welche natürlich das Haupterfordernis bei dieser Untersuchung war, geschah entweder durch Anschweißen an die Zuleitungen vermittelst eines kleinen Lichtbogens unter Wasserstoff oder in folgender Weise.

Der Wolframfaden wurde auf eine glatte Platte gelegt, so, daß sein Ende bis über den Rand der Platte um etwa 2 bis 3 cm hervorragte. Diese Enden wurden auf einen elektrisch zur Rotglut erhitzten, 2 bis 3 mm dicken Draht gelegt und unter sanftem Druck um den Draht herumgebogen. Die Temperatur, bei der sich Wolfram in warmem Zustande biegen läßt, muß so hoch sein, daß das Wolfram gerade gelb anläuft (etwa 350°). Der Faden hatte dann an seinen beiden Enden einen Haken und wurde mittels dieses in die ebenfalls zu einem Haken gebogenen Elektroden eingehängt. Die Elektroden bestanden bei den meisten Versuchen aus Platin. Hierauf wurde ein Kitt, bestehend aus einer Mischung von Silberoxyd und Lavendelöl, auf die Auflagestelle gebracht und der Kitt durch Erhitzen in metallisches Silber verwandelt. Wurde nun die Vorrichtung in den Ofen eingesenkt und bis zum Schmelzpunkt des Silbers unter Wasserstoff erhitzt, so wurde der Kontakt ganz vorzüglich.

Bei Verwendung von Platin wird das überflüssige Silber vom Platin aufgenommen und selbst bei den höchsten Temperaturen bleibt der Kontakt dauernd gut, da eine innige Verbindung zwischen Wolfram und Platin hergestellt ist. Die Methode des Anschweißens ist deswegen zuweilen schwierig auszuführen, weil man es mit sehr dicken und steifen Zuführungen und außerordentlich dünnen Fäden zu tun hat.

Untersucht man neue Fäden aus Wolframlampen verschiedenen Fabrikates, so findet man einen spezifischen Widerstand von 0,12 bis 0,06 Ohm pro Quadratmillimeter und Meter, während bei lange gebrannten Lampen der Widerstand übereinstimmend zu 0,055 bis 0,057 Ohm pro Quadratmillimeter und Meter festgestellt wird. Der Temperaturkoeffizient zwischen 0 und 100° beträgt dann etwa 0,41 Proz. pro Grad. Es wurden daher für die Untersuchung nur Fäden verwandt, die in Lampen etwa 1000 Stunden lang mit einer Temperatur von über 2000° geglüht hatten. Die Tabelle gibt die beobachteten Widerstandswerte für Wolframfäden, welche aus vier verschiedenen, 1000 Stunden gebrannten Wolframlampen entnommen waren, und zwar sind die Widerstände so angegeben, daß der Widerstand bei 20° = 1 gesetzt wurde. (Die vier Bügel haben die Bezeichnung W_3, W_4, W_8 und W_9.) Die Lampen, aus denen die Fäden stammen,

hatten 28 bis 32 Kerzen und 120 Volt. Die in der Tabelle unter „Kurve“ angegebenen Werte sind die graphisch korrigierten. Ferner ist eine zweite Tabelle gegeben, in der die korrigierten Widerstände des Wolframs von 100 zu 100° angegeben sind. Der Widerstand für die Temperatur —180° (flüssige Luft) ist der Vollständigkeit halber mit angegeben.

Tabelle 1.

	Temperatur °C	Kurve	W/W_{20}		Temperatur °C	Kurve	W/W_{20}
W_3	339	—	2,42	W_8	418	—	3,28
W_3	375	—	2,62	W_8	685	705	4,37
W_3	493	—	3,21	W_8	920	930	5,67
W_3	532	543	3,44	W_8	1145	1157	6,97
W_3	602	615	3,83	W_8	1275	1280	7,86
W_3	868	—	5,3	W_8	1414	—	8,47
W_3	1015	—	6,13	W_9	164	—	1,61
W_3	1200	1185	7,12	W_9	289	—	2,18
W_4	929	950	5,76	W_9	419	—	2,8
W_4	1035	1030	6,33	W_9	737	—	4,52
W_4	1273	1283	7,69	W_9	896	—	5,45
W_4	1391	1380	8,31	W_9	1053	—	6,31
W_4	1414	—	8,46	W_9	841	—	5,12
W_4	1446	—	8,66	W_9	1055	—	6,33
				W_9	1318	1305	7,82

Tabelle 2.

Temperatur °C	W/W_{20}	Temperatur °C	W/W_{20}	Temperatur °C	W/W_{20}
—180	0,175	500	3,2	1100	6,62
0	0,915	600	3,75	1200	7,22
100	1,33	700	4,3	1300	7,80
200	1,76	800	4,87	1400	8,42
300	2,22	900	5,47	1500	9,00
400	2,7	1000	6,02		

Für Wolfram reichen, wie man aus den Tabellen sieht, die Beobachtungen bis 1450°. Weiter hinauf gelang es mir nicht, so reinliche Verhältnisse herzustellen, daß der Wolframfaden am Ende der Messung in seinem kalten Widerstand unverändert blieb.

Im zweiten Teil der Arbeit, wo ich von den Extrapolationsmöglichkeiten sprechen werde, werde ich versuchen, eine vertrauenerweckende Extrapolationsmethode für diese Messungen zu zeigen.

Die Temperaturen wurden sämtlich mit dem Pt—PtRh-Element gefunden, welches an zwei Punkten durch den Gold- und Palladiumschmelzpunkt geeicht war und vermittelst eines von der Reichsanstalt geeichten Wannerpyrometers in seiner ganzen Kurve kontrolliert wurde. Alle Temperaturwerte beziehen sich auf die von Holborn und Valentiner [1]) aufgestellte Temperaturskala.

Die Eichung der Reichsanstalt, welche nach der alten Skala erfolgt war, wurde auf die neue Skala umgerechnet. — Die Zuleitungen wurden dadurch in Betracht gezogen, daß eine Messungsreihe ohne Bügel mit kurzgeschlossenen Elektroden durchgeführt wurde. Die sich ergebenden Korrektionswerte wurden in eine Kurve aufgetragen und von den jeweilig resultierenden Widerstandswerten abgezogen. Das zu den meisten Messungen für Zuleitungen verwandte Platin von etwa 0,6 mm Durchmesser hatte pro Meter 0,46 Ohm im kalten Zustande. Der Widerstand der etwa 0,035 mm dicken Wolframbügel betrug im kalten Zustande 7 bis 8 Ohm. Da die Zuführungen insgesamt etwa 50 cm lang waren, so ist die Größe der Korrektion im kalten Zustande ungefähr 3 Proz., im heißen Zustande ist sie geringer, weil der Temperaturkoeffizient des Wolframs bedeutend größer ist als der des Platins. Demgemäß ist bei 1000° die Korrektion ungefähr 2 Proz.

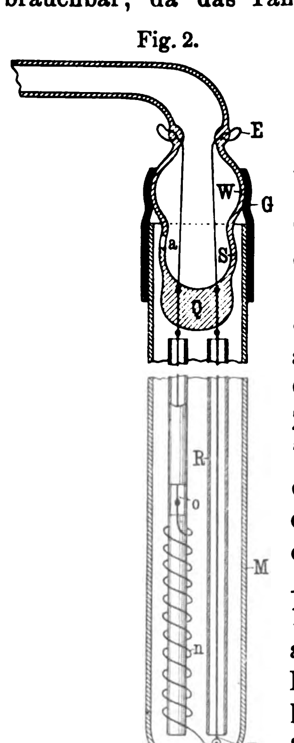
Nachstehend sind zwei Werte für den spezifischen Widerstand im kalten Zustande angegeben, und zwar für einen elliptischen Faden von 0,03 mm kleinstem und 0,375 mm größtem Durchmesser. Bei 20° C ergaben sich für einen 77 mm langen Faden 5 Ohm. Hieraus berechnet sich unter der Annahme, daß der Querschnitt rein elliptisch war, σ gleich 0,0575; für einen anderen 0,053 mm dicken runden Faden ergaben sich für 45 mm 1,12 Ohm, woraus sich 0,055 für den spezifischen Widerstand berechnet. Dieser letztere Faden hatte einen Temperaturkoeffizienten von 0,415 Proz. pro Grad zwischen 20 und 100°.

[1]) Ann. d. Phys. (4) 22, 1907.

b) Methode mit Evakuierung.

α) Beschreibung des Apparates und der Methode. Nachdem der Widerstand des Wolframs bis 1450° gemessen war, erschien es interessant, auch den des Tantals zu untersuchen. Für Tantal war die beim Wolfram angewendete Methode nicht brauchbar, da das Tantal gegen die geringsten Spuren irgend eines Gases außerordentlich empfindlich ist und seinen Widerstand dauernd verändert. Es wurde daher nach Meßmethoden gesucht, bei denen im Vakuum gearbeitet werden konnte. Zunächst wurde probiert, vakuumdichte Rohre aus Quarzglas oder glasierter Marquardmasse (Kgl. Porzellanmanufaktur) als Aufnahmegefäße für den Draht zu verwenden und diesen in einem elektrischen Ofen von außen zu erhitzen. Die Temperatur des Ofens wurde vor jeder Ablesung längere Zeit konstant gehalten und mit dem Thermoelement gemessen. Es wurde dazu die in der Fig. 2 gezeichnete Anordnung angewandt. Das 40 cm lange, einseitig offene, glasierte Marquardrohr *M* vom inneren Durchmesser von etwa 10 mm diente als Gefäß, welches von außen angeheizt werden konnte. In das Innere dieses Rohres ragten zwei 30 cm lange Marquardröhrchen *R* von 2 bis 3 mm äußerem Durchmesser, deren eines ganz von dem etwa 1 mm dicken Zuleitungsdraht *D* durchzogen war, während beim anderen der Zuleitungsdraht bis zur Mitte des Rohres reichte.

Fig. 2.

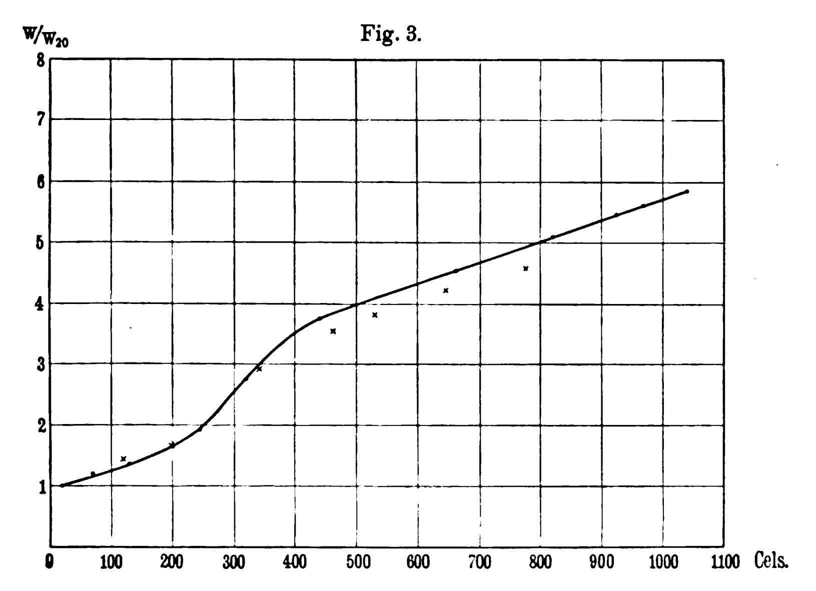


An dieser Stelle wurde das Rohr durch Anschleifen mit einer schlitzförmigen Öffnung *O* versehen, durch die man von außen an den Zuleitungsdraht heran konnte. Durch Ankitten bzw. Anlöten wurde an dieser Stelle der Draht *N*, der untersucht werden sollte, an der einen Zuleitung befestigt, dann in 5 mm weiten Windungen um das Marquardrohr gewunden und schließlich mit

seinem anderen Ende an der aus dem Marquardröhrchen hervorragenden Elektrode befestigt. Die Dicke des Drahtes und die Höhe der Windungen müssen so bemessen sein, daß der Nebenschlußwiderstand, der durch das Marquardröhrchen gebildet wird, vernachlässigt werden kann [1]).

Die Zuleitungsdrähte waren an Platindrähten, die bei *Q* ins Glas eingeschmolzen waren, befestigt. Die Platinenden wurden an der mit *E* bezeichneten Stelle durch das Glas nach außen geführt. Hinter der Einschmelzstelle *Q* setzte das Rohr *S* an,

Fig. 3.



welches die Verbindung mit der Luftpumpe herstellte. Dieses hatte einen Wulst *W* von der gleichen Dicke wie das Marquardrohr. Die Dichtung wurde durch einen übergezogenen, glasierten Gummischlauch *G* gebildet und die Fugen noch mit Schellack bzw. einer Mischung von Kolophonium mit wenig Leinöl abgedichtet. Durch eine seitliche Öffnung *a* wurde dafür gesorgt, daß eine Verbindung mit der Pumpe bestand.

β) Beispiele: Tantal und Nickel. Mit diesem Apparat wurde zunächst als Voruntersuchung der Widerstand von Rein-

[1]) ZS. f. Elektrochem. 1909, Nr. 24.

nickeldraht von FLEITMANN u. WITTE bis 1000° gemessen. Der Draht war 0,06 mm dick und 20 cm lang. Sein spezifischer Widerstand betrug 0,083. Die Tabelle gibt die Widerstandsveränderung im Verhältnis zu $W_{20} = 1$ an. Es zeigte sich, daß es trotz mehrstündigen Pumpens nicht möglich war, das Vakuum bei Erreichung von Temperaturen über 1000° so gut zu erhalten, daß der Nickeldraht nicht dauernd seinen Widerstand änderte, trotzdem sein Aussehen vollständig blank und metallisch und seine mechanische Beschaffenheit weich und zäh war. Die Druckmessung ergab im Anfang der Messung 0,002 mm, bei 1100° aber bereits etwa 0,15 mm. In der Kurve (Fig. 3) sind die aufwärts gemessenen Werte mit Punkten, die abwärts gemessenen und auf den veränderten Widerstand bezogenen mit Kreuzen bezeichnet. Der Widerstand betrug vor der Messung 6,3, nach der Messung 7,15 Ohm.

Tabelle für käufliches Reinnickel.

Temperatur °C	W/W_{20}	Temperatur °C	W/W_{20}
0	0,9	450	3,80
50	1,10	500	4,00
100	1,30	600	4,32
150	1,50	700	4,65
200	1,70 } Wendepunkt	800	5,00
250	2,00 } Wendepunkt	900	5,35
300	2,50 } Wendepunkt	1000	5,70
350	3,00 } Wendepunkt	1100	6,00
400	3,50 } Wendepunkt		

Es war nach diesen Erfahrungen klar, daß man mit Tantal keine besseren Resultate erzielen würde. Die Anordnung wurde daher nur noch benutzt, um den Temperaturkoeffizienten von Tantal von 20 bis 300° zu bestimmen.

Wie außerordentlich vorsichtig man bei Tantal in bezug auf die Innehaltung eines tadellosen Vakuums sein muß, wenn man in die Temperatur der beginnenden Rotglut kommt, erhellt aus folgendem Beispiel.

Bei der Messung in der eben beschriebenen Anordnung stieg durch Gasabgabe der Wände des Rohres der Druck für ganz kurze Zeit von 0,005 mm auf 0,03 mm. Dies genügte bereits, um

bei dem Draht eine dauernde Widerstandsveränderung von etwa 10 Proz. zu bewirken.

Die beschriebene Meßmethode würde meiner Ansicht nach für unempfindliche Metalle sehr gute Dienste leisten, zumal wenn man mit einem geringen Wasserstoff- und Stickstoffrest von einigen hundertsteln Millimetern arbeiten könnte.

II. Erhitzung durch den Meßstrom.

a) Verseilungsmethode mit Spannungsabzweigung. Ich ging nun zur Ausarbeitung einer Meßmethode über, die es gestattete, in einem fast vollkommenen Vakuum beliebig lange zu arbeiten. Zu diesem Zwecke mußte die Erhitzung von außen verlassen werden und an ihre Stelle die Erhitzung des Stückes, welches gemessen werden sollte, durch den Meßstrom treten. Im Prinzip wurde dies so ausgeführt, daß ein sehr dicker Draht

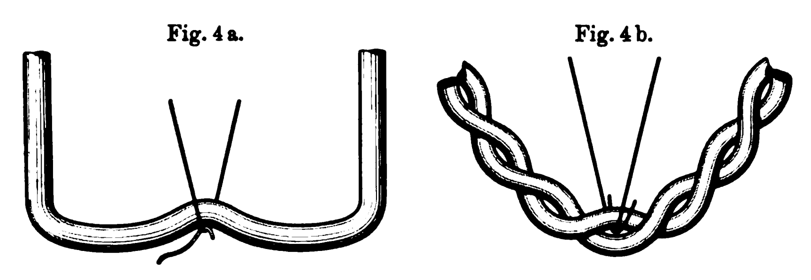


Fig. 4 a. Fig. 4 b.

verwandt (0,4 bis 0,5 mm) und mit einem sehr feinen Thermoelement (0,025 bis 0,03 mm dicke Drähte) die Temperatur an dem Draht selbst gemessen wurde. Da ein solch dicker Draht nicht auf seiner ganzen Länge gleichmäßig glüht, wurde der Widerstand nicht von den Elektroden aus gemessen, sondern es wurden ganz dünne Abzweigungsdrähte (0,025 bis 0,03 mm) in 4 bis 5 cm Entfernung von den Elektroden angebracht und diese benutzt, um die Spannung durch Kompensation zu messen. Nach einer Reihe von Versuchen über die zweckmäßigste Art der Anbringung des Thermoelementes an den Draht wurde zu der in der Fig. 4 gezeichneten Art a) bei Verwendung eines glatten Drahtes und b) bei Verwendung eines aus mehreren Drähten verseilten Drahtes übergegangen.

Zu den endgültigen Versuchen wurden verseilte Drähte angewendet, weil es leichter ist, dünne Drähte zu altern und weil vor allem derartig gealterte, dünne Drähte aus durchgebrannten Tantallampen von bekannter Lebensdauer zur Verfügung standen. Ferner ist es viel leichter, die Spannungsabzweigungen und das

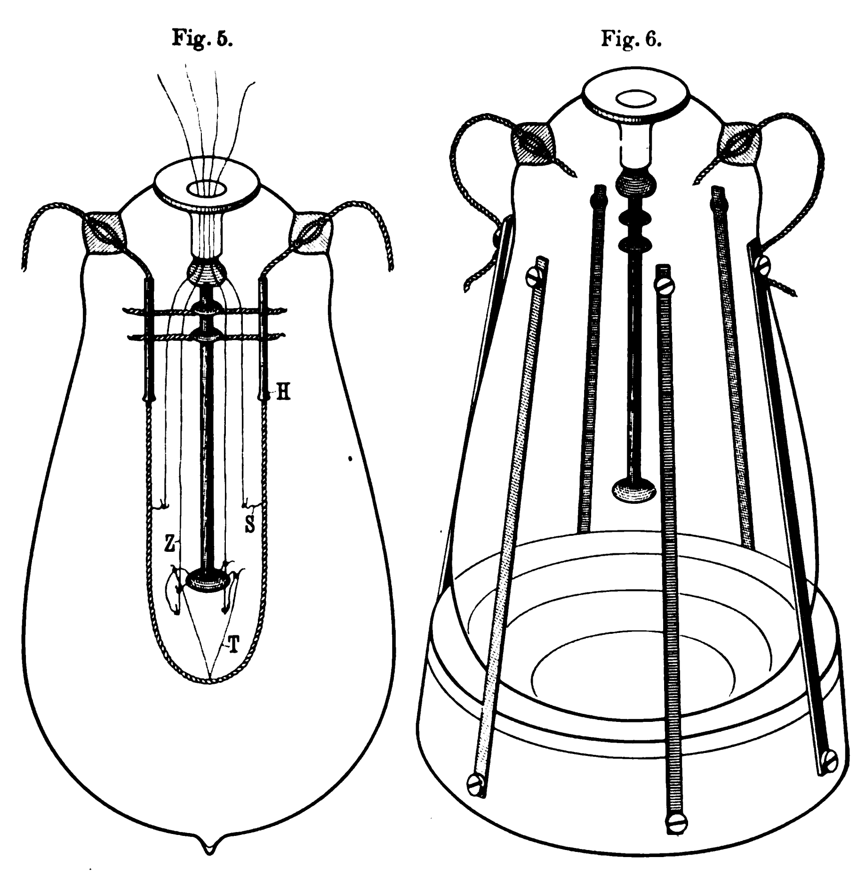


Fig. 5. Fig. 6.

Thermoelement anzubringen, und endlich lassen sich verseilte Drähte mechanisch bequemer verarbeiten.

Die Fig. 5 zeigt das perspektivische Bild einer Lampe mit verseiltem Faden, Spannungsabzweigung und Thermoelementabzweigung. Die Lampe wurde in einem kleinen Stativ mit Messungsfedern (Fig. 6) montiert und so zur Messung benutzt.

Es müssen zunächst noch einige Worte über die Herstellung derartiger Lampen mit verseiltem Faden gesagt werden. Nachdem der mit der Hand oder bei längeren widerstandsfähigen Stücken auf der Verseilmaschine verseilte Faden in die Elektrodenhülse *H* eingesetzt und die Hülse mit einer Zange sorgfältig zugequetscht ist, werden vorsichtig die Spannungsabzweigungen *S* und die Thermoelementdrähte *T* in die Verseilung eingeschoben und dann die freien Enden der Abzweigungen und Thermoelementdrähte ihrerseits an ihren Elektroden befestigt. Auf die Thermoelementdrähte muß ein geringer Zug ausgeübt werden, damit sie guten Kontakt mit dem Hauptdraht geben und bei höheren Temperaturen leicht anschweißen. Andererseits muß man vermeiden, daß bei Vibrationen des Fadens und der Zuleitungen des Thermoelementes die Drähte abreißen; daher sind die Zuführungen *Z* des Thermoelementes, die einerseits aus Platin, andererseits aus PtRh mit größerem Durchmesser bestehen, mehrmals gehaltert. Außerdem werden die dünnen Thermoelementdrähte zunächst über einen dünnen Platinhaken geführt und dafür gesorgt, daß das zwischen Haken und verseiltem Faden befindliche Stück einem leichten Zug unterliegt, während das zwischen Elektrode und Haken befindliche Stück vollkommen ohne mechanische Spannung bleibt.

Hierauf wird das ganze Gestell in heißer Schwefelsäure gereinigt und mit heißem destillierten Wasser nachgespült, bis das Wasser nicht mehr sauer reagiert, und dann in eine Glocke eingeschmolzen. Die Glocke wird nun unter starker Erhitzung (350°) bis auf das höchste erreichbare Vakuum mit der Quecksilberpumpe ausgepumpt und abgeschmolzen. Hierauf wird der Faden in der abgeschmolzenen Lampe einen Augenblick auf Weißglut gebracht und die Lampe durch Anlegen an einen Induktor geprüft. Zeigt sich Röntgenlicht oder gar Leuchten, so wird die Spitze der Lampe abgeschnitten und die Lampe nochmals in der gleichen Weise gepumpt. Bei Verwendung lange gebrannter Tantalfäden und sauberem Arbeiten braucht in der Regel ein zweites Pumpen nicht stattzufinden, während bei Platin ein mehrfaches Pumpen zuweilen notwendig war. Bei den Messungen wird zunächst eine Meßreihe gemacht, in der der Strom der Lampe in seinem Zusammenhang mit der Spannung des Thermoelementes

(Kompensation) festgestellt wird, und dann eine zweite Meßreihe, in der Strom und Spannung gemessen wird[1]).

Die Strommessungen in der ersten Meßreihe (Temperaturmessungen) müssen mit Wechselstrom ausgeführt werden, da es sonst schwer ist, an den Thermoelementen einwandfreie Angaben zu erhalten. Die Lötstelle des Thermoelementes ist bei der gewählten Anordnung nämlich nicht vollkommen punktförmig. Die beiden Drähte nehmen daher einen ganz kleinen Teil der an dem Draht liegenden Spannung ab und diese Spannung wirkt entweder der Spannung des Thermoelementes entgegen oder in der gleichen Richtung. Man müßte also, wenn man mit Gleichstrom arbeitet, den Strom umkehren und jedesmal die Thermokraft messen. Aber auch das hilft schließlich nicht viel, da es vorkommt, daß die Spannung, die man ohne zu wollen abzweigt, von der gleichen Größenordnung ist wie die Spannung, die das Thermoelement erzeugt; daher werden dann die Messungen umständlich und ungenau.

Durch Versuche wurde konstatiert, daß tatsächlich beim Messen mit Wechselstrom die gleichen Werte für die Thermokraft erzielt wurden wie die, die man aus den Mittelwerten der beiden Gleichstrommessungen mit umgekehrtem Strom erzielte.

Die Strommessung wurde mit eisenlosen Drehspulinstrumenten für Gleich- und Wechselstrom von SIEMENS u. HALSKE ausgeführt. Die Spannung wurde durch Kompensation an einem Präzisionswiderstand (nach der POGGENDORFschen Methode), durch den ein mit einem Präzisions-Millivolt- und Amperemeter gemessener Strom floß, festgestellt. Alle Instrumente waren vor der Messung genau geeicht und wurden von Zeit zu Zeit vermittelst eines Normalwiderstandes und eines Normalelementes kontrolliert.

b) Beispiele. α) Platin. Die beschriebene Methode wurde benutzt, um Messungen an reinem Platin von HERAEUS, wie es zu Thermoelementen verwandt wird, und an Tantal zu machen. Die Platindrähte wurden durch Glühen in der fertiggestellten

---

[1]) Es wurde durch Vergleich eines Thermoelementes mit 0,03 mm dicken Drähten mit einem Thermoelement mit 0,3 bis 0,4 mm dicken Drähten konstatiert, daß die Thermokraft im ganzen in Betracht kommenden Temperaturgebiet eine für den vorliegenden Zweck genügende Übereinstimmung von etwa 1° C ergab.

Meßanordnung (mit Thermoelement) gealtert, wobei, wie gesagt, sich das Vakuum wesentlich verschlechterte, so daß mehrmals gepumpt werden mußte; die Tantaldrähte wurden lange gebrannten Tantallampen von bekannter Lebensdauer entnommen.

Aus der folgenden Tabelle ist eine Messungsreihe für einen verseilten Draht aus reinem Platin wiedergegeben. Der Draht bestand aus zwei verseilten Drähten von 0,3 mm Durchmesser, deren spezifischer Widerstand 0,107 und deren Temperaturkoeffizient 0,380 Proz. zwischen 0 und 100° betrug.

Temperatur °C	Ampere	Volt	$e \cdot i$	$e \cdot i = W$	W/W_{20}
745	2,49	—	—	—	—
834	2,98	—	—	—	—
925	3,49	—	—	—	—
1011	4,00	—	—	—	—
1170	4,98	—	—	—	—
1310	6,00	—	—	—	—
1435	7,00	—	—	—	—
1547	8,50	—	—	—	—
625	2,00	—	—	—	—
472	1,35	—	—	—	—
1515	7,77	1,8	13,98	0,232	5,53
1400	6,80	1,495	10,18	0,220	5,25
1295	5,93	1,24	7,35	0,2095	5,0
1150	4,87	0,94	4,58	0,193	4,61
990	3,86	0,68	2,62	0,176	4,20
815	2,91	0,448	1,305	0,154	3,68
515	1,495	0,1615	0,242	0,108	2,58
20	0,0502	0,0021	—	0,0419	1
77	0,0503	0,00256	—	0,0509	1,215

Tabelle für reines Platin.

Temperatur °C	W/W_{20}	Temperatur °C	W/W_{20}	Temperatur °C	W/W_{20}
0	0,94	600	2,98	1200	4,77
100	1,28	700	3,32	1300	5,01
200	1,62	800	3,65	1400	5,25
300	1,96	900	3,95	1500	5,48
400	2,30	1000	4,25	1600	5,70
500	2,64	1100	4,52		

*

Die Meßreihe zerfällt, wie erwähnt, in zwei Teile: die Stromtemperaturmessung und die Stromspannungsmessung.

In der ersten Meßreihe ist die Temperatur in Grad Celsius und der Strom in Ampere angegeben. Die Temperatur wurde, wie oben erwähnt, durch Messung der Spannung des Thermoelementes in Kompensationsschaltung gewonnen.

In der zweiten Meßreihe ist die Temperatur in Grad Celsius, der Strom in Ampere, die Spannung in Volt, die Energie, der Widerstand und das Verhältnis des Widerstandes zum Widerstand bei 20° angegeben.

Die Temperatur wurde im zweiten Falle dadurch gewonnen, daß aus der vorher gemachten Stromtemperaturbeobachtung eine Kurve gezeichnet wurde und die für die zweite Meßreihe notwendigen Werte daraus abgelesen wurden.

Weitere Meßresultate werden bei der Besprechung der Kurven am Ende der Arbeit erwähnt werden. Allgemein ist hierzu zu bemerken, daß die Werte von etwa 600° abwärts nicht mehr zuverlässig sind, weil von dieser Temperatur ab der Draht nicht mehr auf seiner ganzen Länge zwischen den Spannungszuführungen gleichmäßig glühte. Dies ist um so mehr zu bemerken, wenn das Vakuum nicht außerordentlich hoch ist, da dann außer der Wärmeleitung der Zuleitungsdrähte die Wärmeableitung durch Konvektion hinzukommt.

Es muß ferner erwähnt werden, daß die durch die 0,03 mm dicken Thermoelementdrähte bewirkte Abkühlung der verseilten Platinfäden so gering war, daß man sie mit dem optischen Pyrometer nicht mehr mit Sicherheit nachweisen konnte. Es wurde daher der durch diese Abkühlung bewirkte Fehler vernachlässigt.

β) Tantal. In der folgenden Tabelle sind die Messungen für eine Tantallampe wiedergegeben, welche aus vier 500 Stunden lang mit etwa 2000° C gebrannten Tantaldrähten von 0,12 mm Dicke bestand, die miteinander verseilt waren.

Es sind ebenso wie vorher bei der Messung an Platin zwei Meßreihen angegeben, von denen die erste die Temperatur, Strommessung, die zweite Strommessung, Spannungsmessung, Energie und Widerstand angibt.

Von der Herstellung der Lampe gilt das gleiche, was vorher bei Platin gesagt worden ist. Die Angabe der Energiewerte ist

zwar für die Widerstandsberechnung belanglos, wird aber weiter unten gebraucht werden und ist darum in den Tabellen mit aufgeführt. Über die Kurven wird nachher im Zusammenhang zu sprechen sein.

Temperatur °C	Ampere	Volt	$e.i$	$e.i = W$	W/W_{20}
640	0,81	—	—	—	—
740	1,01	—	—	—	—
855	1,27	—	—	—	—
955	1,515	—	—	—	—
1085	1,85	—	—	—	—
1190	2,125	—	—	—	—
1325	2,5	—	—	—	—
1460	2,95	—	—	—	—
1590	3,42	—	—	—	—
—	0,78	0,505	0,393	0,648	2,75
—	1,00	0,732	0,732	0,732	3,10
—	1,256	1,027	1,29	0,82	3,48
—	1,512	1,338	2,02	0,887	3,76
—	2,00	1,97	3,94	0,985	4,18
—	2,50	2,70	6,75	1,08	4,58
—	3,11	3,68	11,45	1,184	5,02
—	3,50	4,38	15,35	1,25	5,31
—	0,0236	0,00556	—	0,2357	1,0
20	0,0437	0,01039	—	0,236	—
72	0,0437	0,01202	—	0,275	1,165

Wir gehen zunächst nun dazu über, den Zusammenhang zwischen wahren und schwarzen Temperaturen bei den bis jetzt untersuchten Metallen, Tantal, Wolfram und Platin zu betrachten.

B. Bestimmung des Unterschiedes zwischen wahrer und schwarzer Temperatur.

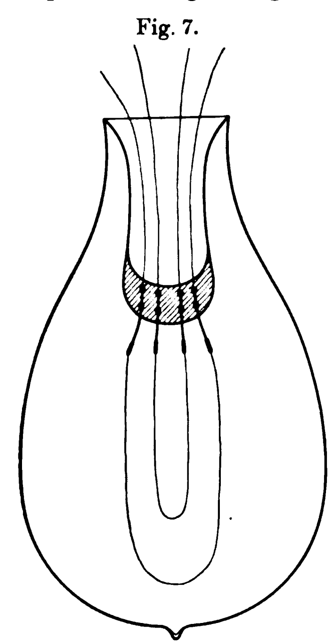
I. 2-Bügelmethode.

Die Bestimmung kann z. B. in der Weise geschehen, daß man zur Feststellung der wahren Temperatur den bekannten Zusammenhang zwischen Widerstand und Temperatur bei den betreffenden Metallen verwendet. Da derartige Messungen naturgemäß in einem evakuierten Gefäß (Lampenglocke) gemacht werden müssen, der Faden also nicht auf seiner ganzen Länge gleich-

mäßig glüht (er kühlt sich an den Elektroden ab), mußte eine Methode angewandt werden, welche diese Abkühlungsfehler eliminierte. Es wurde mit gutem Erfolg folgende Differentialmethode verwandt, welche sich im allgemeinen für jede Art von Widerstandsmessung, bei denen man die Zuleitungsfehler vollständig beseitigen will, gut eignet[1]).

In einen Lampenfuß der gezeichneten Form (Fig. 7) werden vier gleiche Platinzuleitungen eingeschmolzen, an die Nickel- oder Kupferzuleitungen angesetzt sind. Es werden nun zwei hufeisenförmige Bügel aus dem gleichen Draht, jedoch von verschiedener Länge, z. B. der eine halb so lang wie der andere, an den Zuleitungen befestigt. Die Befestigung geschieht, wie vorher erwähnt, durch Anlöten oder Anschweißen. Der Fuß wird, nachdem der Faden daran angebracht ist, in eine Lampenglocke eingeschmolzen und sorgfältig gereinigt. Darauf wird er, ohne den Faden zu glühen, gepumpt. (Es gelten hier die gleichen Prinzipien, die weiter oben bei den Lampen mit Thermoelementen entwickelt worden sind.)

Fig. 7.



Schickt man nun durch die beiden Drähte den gleichen Strom, so müssen sie gleich hell glühen und die abgekühlten Teile werden bei beiden Bügeln auch gleich weit abgekühlt werden. Mißt man jetzt die Widerstände beider Bügel durch Strom und Spannungsmessung und subtrahiert die beiden Resultate voneinander, so erhält man den Widerstand eines elektrodenlosen Bügels, dessen Länge gleich der Differenz der Länge der beiden Bügel ist. Zwischen 20 und 100^0 kann man die Widerstandsmessung mit der Brücke ausführen und die Erwärmung nicht durch den elektrischen Strom, sondern von außen

[1]) Eine sehr ähnliche Methode ist von KURLBAUM und SCHULZE zur Temperaturbestimmung von Nernstlampenfäden angegeben worden. Verh. d. D. Phys. Ges. 5, 433, 1903.

bewirken. Es ist hierbei zu bemerken, daß es zur Erfüllung der Bedingung, daß beide Bügel durch gleichen Strom auf gleiche Temperatur erwärmt werden, notwendig ist, daß die Länge der Bügel in einem gewissen Verhältnis zu ihrer Dicke steht. Ist der kleine Bügel zu kurz, so bewirkt die durch die Elektroden abgeführte Wärme, daß man zu seiner Erwärmung auf gleiche Temperatur einen größeren Strom braucht als für den großen. Man muß sich also vor Ausführung der Messung überzeugen, ob und von welcher Temperatur an bei Erwärmung durch den elektrischen Strom die obige Bedingung gilt.

Nachdem die in der Tabelle 2 angeführten Messungen an Wolfram bis 1450° gemacht waren, wurden derartige Bügellampen angefertigt und nun der Widerstand eines elektrodenlosen Bügels aus einer lange gebrannten Lampe als Temperaturnorm genommen. Die schwarze Temperatur des Bügels (für rotes Licht) wurde nach der Holborn-Kurlbaumschen Methode[1]) so festgestellt, daß das Bild des Bandes einer auf schwarze Temperatur geeichten Tantalbandlampe vermittelst einer Linse auf dem betreffenden Faden entworfen und nun unter Betrachtung der beiden aufeinander fallenden Bilder mit einer Okularlinse die Helligkeit des Fadens so lange variiert wurde, bis er die gleiche Farbe hatte wie das Band. Die Korrektur für die benutzte Linse sowie für die Glocke der Lampe, deren Faden gemessen wurde, mußte selbstverständlich jedesmal in Rechnung gesetzt werden. Dieselbe war durch unabhängige Beobachtung festgestellt worden, und zwar so, daß die Bandlampe einmal mit einem Holbornpyrometer direkt anvisiert wurde, einmal unter Zwischenschaltung der Linse bzw. einer halbierten Lampenglocke. Aus den gefundenen Korrektionsgrößen wurde eine Tabelle aufgestellt. Die Korrektion betrug bei 1700° (Bandlampe) etwa 65° (Linse + Lampenglocke); sie war für Linse und Lampenglocke merklich gleich, was beweist, daß nicht die Absorption im Glas, sondern die Reflexion an den Glaswänden die starke Lichtschwächung bedingt. Die soeben angeführte Methode gibt also ein Mittel in die Hand, um bei bekanntem Temperaturkoeffizienten des elektrischen Widerstandes,

[1]) Siehe auch Waidner und Burgess, Mitteilungen des Bureau of Standards Washington, Nr. 40, 1907.



durch Beobachtung der scheinbaren Temperatur im Rot, den Unterschied zwischen dieser Temperatur und der wahren Temperatur festzustellen.

Bei den ersten Versuchen mit Doppelbügellampen aus Wolfram zeigte es sich, daß der Unterschied zwischen schwarzer Temperatur und wahrer Temperatur bei 1050° wahrer Temperatur 50° betrug, bei 1200° 85°, bei 1500° 110°. Es ergab sich zugleich, daß es nicht möglich war, mit einer größeren Genauigkeit als 10 bis 15° die Differenz zu bestimmen, und daß bei einem zweiten Versuch mit einem anderen Faden die Differenzen etwas andere waren als bei dem ersten.

Über die weiteren Resultate soll weiter unten bei der Diskussion der Messungen und Extrapolationen gesprochen werden.

II. Direktes Anvisieren.

a) Glatter Draht. Wir gehen hier zu einer zweiten Methode über, die man anwenden kann, wenn man die Temperaturwiderstandskurve mit der vorher beschriebenen Einrichtung bestimmt hat, bei der die Temperatur durch ein auf den Draht gebrachtes Thermoelement gemessen wird: man kann nämlich den Draht in der Waidner-Burgessschen Schaltung prüfen bzw. mit dem Holborn-Kurlbaumschen Pyrometer direkt anvisieren.

Wir haben hier zwei Fälle zu unterscheiden. Entweder der Draht ist glatt, dann erfolgt die Messung der schwarzen Temperatur nach den gleichen Prinzipien, wie vorher die Messung bei der 2-Bügelmethode, oder der Draht ist verseilt.

b) Verseilter Draht. Es zeigt sich dann, daß es Schwierigkeiten macht, die schwarze Temperatur nach der Waidner-Burgessschen Methode oder durch direktes Anvisieren zu bestimmen, weil der Draht ungleichmäßig zu glühen scheint, und zwar so, daß die Stelle, wo die Fäden aufeinander liegen, heller aussehen. Es liegt dies naturgemäß darin, daß die Ritzen zwischen den Fäden schwärzer strahlen als die nach außen gekehrte Oberfläche der Fäden, da in diesen Ritzen die Strahlen mehrmals hin und her reflektiert werden können. Die Erscheinung trat bei zweifacher Verseilung schon deutlich auf, viel besser aber noch bei mehrfacher Verseilung. Man erhält hier, wenn man auf den Faden eine leuchtende Fläche projiziert, welche auf schwarze Temperatur

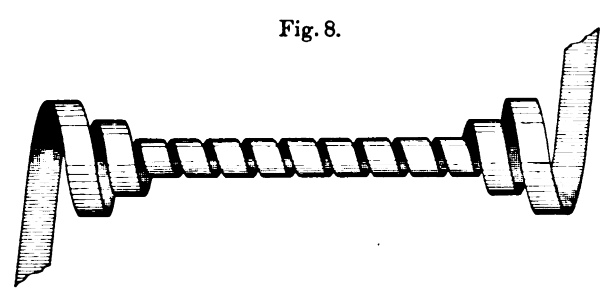
geeicht ist, und nun so einstellt, daß die heller erscheinenden Ritzen gerade so hell sind wie die leuchtende Fläche, mit ziemlich großer Genauigkeit die wahre Temperatur des Metalles. Beim Einstellen auf die Außenpartie des Fadens erhält man zwischen der sonst gefundenen schwarzen Temperatur und der wahren Temperatur liegende Werte, wahrscheinlich, weil eben doch ein Teil des Fadens durch Reflexion bestrahlt wird (besonders bei mehrfacher Verseilung) und man nicht allein auf die bestrahlte Außenpartie einstellen kann. Die Ritzen erscheinen dann als helle Flecke. Die Methode der Einstellung auf Temperatur der Ritzen eines verseilten Fadens wurde bei Tantal und Platin mit gutem Erfolge benutzt. (Über die Messungen siehe weiter unten.)

III. Spiralofen.

Eine andere, allerdings etwas unbequeme Methode, die wahre und schwarze Temperatur von Metallen zu vergleichen, war folgende:

Es wurde ein annähernd schwarzer Körper hergestellt in Form einer Spirale aus etwa 2 mm breitem und einigen hundertsteln Millimetern dickem Band des betreffenden Metalles, deren Gänge in Abständen von etwa $^1/_{10}$ mm gewickelt waren. Die Spirale hatte ein

Fig. 8.



Lumen von etwa $1^1/_2$ mm. Sie befand sich in einer Glocke von 100 mm Durchmesser und wurde mit dem Holborn-Kurlbaumschen Pyrometer von innen und außen anvisiert. Die Fig. 8 läßt die Anordnung erkennen. Dieses Verfahren wurde bei Platin und Tantal angewendet; die damit gewonnenen Resultate werden ebenfalls weiter unten erwähnt werden. Große Bedeutung haben sie nicht, da man nicht behaupten kann, daß die bei einem Band aus irgend einem Metall gewonnenen Werte für die Differenz zwischen schwarzer

und wahrer Temperatur auf irgend einen anderen Körper aus dem gleichen Metall übertragbar wären, und sei es auch nur ein Stück des gleichen Bandes, welches irgendwie anders thermisch oder mechanisch vor der Messung behandelt wurde. Eine sehr ähnliche Methode ist übrigens von HOLBORN und KURLBAUM für Platin bereits angewendet worden[1]) und von KURLBAUM und SCHULZE für die Bestimmung der wahren Temperatur von Nernstlampen[2]).

IV. Bügelmethode mit Schmelzhäkchen.

Es sei noch eine Beobachtungsweise erwähnt, die zuweilen zur Bestimmung der wahren Temperatur vorteilhaft ist. Sie stammt von RICHARDSON[3]) und beruht darauf, daß man ein kleines Körnchen einer Substanz mit bekanntem Schmelzpunkt (RICHARDSON benutzte K_2SO_4) auf den Draht, welcher elektrisch erhitzt wird, bringt, und auf diese Weise seine Temperatur bestimmt. Man kann dieses Verfahren mit Vorteil dahingehend modifizieren, daß man einen verseilten Draht nimmt und durch die Verseilung ein im Verhältnis zum verseilten Draht sehr dünnes Drähtchen eines Metalles von bekanntem Schmelzpunkt steckt. Stellt man dieses Drähtchen so, daß es bei der Beobachtung eine von der Horizontalen abweichende Lage hat, so fängt es, kurz bevor es zu einer kleinen Kugel zusammenschmilzt, an, pendelnde Bewegungen auszuführen. Es kommt dies daher, daß die Berührungsstelle schon zu schmelzen anfängt. Die genaue Erkennung der Schmelzpunkttemperatur ist hierdurch sehr erleichtert.

C. Extrapolationsmöglichkeiten.

I. Kurve $i-t$ und $\lg E - \lg T$.

Wie wir oben sahen, war die Bestimmung des Zusammenhanges Temperatur-Widerstand bei den untersuchten Metallen nur bis zu einer Temperatur von etwa 1600° C gelungen. Es muß deshalb, wenn man Schlüsse auf höher liegende Temperaturen ziehen will, auf irgend eine Weise extrapoliert werden. Zur Extrapolation erscheinen zwei Beziehungen am besten brauchbar:

---

[1]) Ann. d. Phys. (4) 10, 240, 1903.
[2]) Verh. d. D. Phys. Ges. 5, Nr. 24, 1903.
[3]) Journ. Chem. Soc. 67, 610, 1895.

1. Der Zusammenhang zwischen Strom und schwarzer Temperatur (C) ($i - t_s$).

2. Der Zusammenhang zwischen Energie und absoluter Temperatur (STEFANsches Gesetz mit geändertem Exponenten) ($E - T$).

Der Zusammenhang zwischen Strom und Temperatur konnte in allen untersuchten Fällen, die in dieser Arbeit angeführt sind, und in einer großen Anzahl von anderen Fällen, welche hier nicht in Betracht kommen, durch die Gleichung

$$i = a + b t^n$$

dargestellt werden, wo n zwischen 1,5 und 2,5 lag; bei Tantal und Wolfram, dessen Oberfläche durch langes Glühen einen hohen Glanz erlangt hatte, meistens bei etwa 1,8.

Wenn der Zusammenhang zwischen i und der wahren Temperatur t_w in Celsiusgraden dargestellt werden soll, so läßt sich die erwähnte Gleichung ebenfalls anwenden, nur wird n dann entsprechend kleiner, weil die wahre Temperatur stets etwas höher ist. Man kann diesen Zusammenhang auch benutzen, um durch die Kurven $i - t_w$ und $i - t_s$ die Beobachtung zu korrigieren und die Differenz $t_w - t_s$ bei verschiedenen Temperaturen festzustellen und zu extrapolieren.

Die zweite der erwähnten Beziehungen ist das STEFANsche Gesetz mit geändertem Exponenten.

Das STEFANsche Gesetz lautet:

$$E = a\,(T^m - \Theta^m),$$

wo T die absolute Temperatur des betreffenden Körpers, Θ die absolute Temperatur der Umgebung ist. Θ^m macht für $m = 4$ bei 800° nur noch 2 Proz. aus, so daß man es bei höherer Temperatur unbedenklich vernachlässigen kann.

Die Gleichung lautet dann:

$$E = a \,.\, T^m,$$

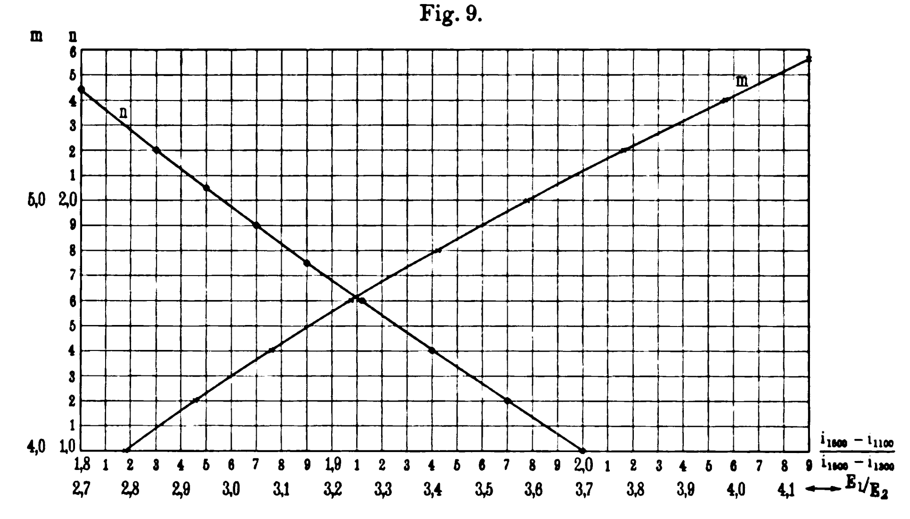
wo m stets über 4 sein muß, wenn es sich nicht um einen schwarzen Körper handelt. Logarithmiert man diese Gleichung, so erhält man

$$\lg E = A + m \lg T,$$

d. h. $\lg E$ hängt geradlinig mit dem lg der absoluten Temperatur zusammen. Diese Beziehung kann man zunächst an den erhaltenen Beobachtungsresultaten prüfen. Sie eignet sich ihrer Einfachheit halber sehr für Extrapolation.

Extrapoliert man in weiteren Grenzen, so ist natürlich keine Sicherheit vorhanden, vielmehr ist es nicht ausgeschlossen, daß bei hohen Temperaturen m sich dem Wert 4 nähert bzw., oder die Gesetzmäßigkeit infolge von selektiver Emission gestört ist. Es kann vorweg genommen werden, daß in den Temperaturbereichen, in denen die Versuche angestellt worden sind, die Beziehung sich bestätigen ließ. Die Temperatur T wurde hier, wie bei allen Versuchen, in der von HOLBORN und VALENTINER aufgestellten

Fig. 9.



Skala gemessen, bei der Gold den Schmelzpunkt 1064, Palladium 1575, Platin 1788° C hat.

II. Berechnung der Kurvenformen.

Die Berechnung der Koeffizienten n und m wurde folgendermaßen vorgenommen:

Die Gleichung $i = a + b t^n$ wurde für drei verschiedene Werte von i und t, i_1, i_2 und i_3 und t_1, t_2 und t_3 aufgestellt und die Beziehung

$$\frac{i_1 - i_2}{i_1 - i_3} = \frac{t_1^n - t_2^n}{t_1^n - t_3^n}$$

daraus abgeleitet. Hierbei wurde diese Beziehung für die drei bestimmten Temperaturen t, t_2 und t_3 und für $n = 1$ bis $n = 2,4$ berechnet und in einer Kurve aufgetragen (Fig. 9). Es

war $t_1 = 1500^0$, $t_2 = 1100^0$, $t_3 = 1300^0$ C. Man kann also aus der Kurve $i - t$ vermittelst der Werte i_1, i_2 und i_3 stets den Koeffizienten n aus der Kurve finden.

In ähnlicher Weise wurde eine Kurve[4] für die Gleichung $E = a\,T^m$ aufgestellt, und zwar zur Berechnung von m. Es ist nämlich

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{T_1^m}{T_2^m}.$$

Diese Bezeichnung wurde für $T_1 = 1773$ und $T_2 = 1373$ und für m von 4 bis 6 in einer Kurve, die ebenfalls in der Figur gezeichnet ist, aufgenommen.

III. Gang einer Messung mit Extrapolation.

Der Gang der Untersuchung stellt sich nach dem Vorhergehenden folgendermaßen dar:

Zunächst wird nach einer der eingangs beschriebenen Methoden der Zusammenhang zwischen Widerstand und Temperatur des Metalles bis möglichst hoch hinauf gemessen. Hierauf wird unter Benutzung dieses Widerstandes bei einer Doppelbügellampe der Zusammenhang zwischen Strom und wahrer Temperatur, sowie zwischen Energie und wahrer Temperatur festgestellt. Diese Beziehung wird durch Vermittelung der geraden Linie $\lg E = A + m . \lg T$ extrapoliert und daraus die Widerstände und die übrigen Werte, die interessant erscheinen, für die zugehörigen Temperaturen berechnet. Durch Beobachtung des Zusammenhanges zwischen schwarzer Temperatur und Strom erhält man die Werte für $t_w - t_s$, welche jedoch schwankend sind, auch wenn man das gleiche Material hat, da die Oberflächen unkontrollierbare Verschiedenheiten aufweisen. Außer der Gleichung

$$\lg E = A + m \lg T$$

kann auch in manchen Fällen die Extrapolation der Gleichung $i = a + b\,t^n$ von Vorteil sein.

Die Temperaturmessungen wurden sämtlich in den Pt—PtRh-Elementen ausgeführt, welche durch Schmelzpunktbestimmungen von Antimon, Gold und Palladium geeicht waren. Die Eichung wurde verglichen und vervollständigt durch Messung mit einem von der Reichsanstalt geeichten Wannerpyrometer, dessen An-

gaben von der „alten“ Temperaturskala auf die HOLBORN-VALENTINERsche Skala umgerechnet wurden. Die Eichung geschah so, daß auf den Schlitz des Wannerpyrometers mittels einer Linse das Bild einer Tantalbandlampe geworfen und diese unter Anrechnung der Linsenkorrektion auf schwarze Temperatur geeicht wurde. Hierauf wurde die gleiche Messung mit einem HOLBORN-KURLBAUMschen Pyrometer gemacht (alles für rotes Licht), und auf diese Weise wurde bei einer Pyrometerlampe des HOLBORN-KURLBAUMschen Pyrometers der Zusammenhang zwischen schwarzer Temperatur und Strom des Lampenfadens bekannt. Diese Pyrometerlampe wurde nun zur Kontrolle des Thermoelementes benutzt. Es zeigte sich Übereinstimmung bis auf 5° mit dem direkt gemessenen Gold- und Palladiumschmelzpunkt.

Die Schmelzpunkte wurden nach der HOLBORN-KURLBAUMschen Methode (direkt durch Einfügen eines Stückes des Schmelzdrahtes in die Thermoelementlötstelle) oder durch Beobachtung des Umsinkens kleiner dachförmiger Blechstücke im schwarzen Körper festgestellt. Bei der Eichung der Bandlampe wurde sorgfältig darauf geachtet, daß stets die gleichen Stellen des Bandes anvisiert wurden. Als schwarze Körper wurden Kohlerohre von 10 bis 30 mm Durchmesser und 300 mm Länge benutzt, welche innen mit Schutzrohren aus glasierter Marquardmasse oder Quarz versehen waren.

Die Messung mit dem Wannerpyrometer wurde deswegen durch Vermittelung einer Linse ausgeführt, weil man wegen der verhältnismäßig kleinen Öffnung des schwarzen Körpers sonst, um das Gesichtsfeld ganz auszufüllen, sehr nahe an den Ofen herangehen muß und weil sich hieraus Unbequemlichkeiten für die Beobachtung ergeben. Beobachtungen mit nicht ganz ausgefülltem Gesichtsfeld wurden nicht ausgeführt, da es schwierig ist, zwei sehr verschieden große Flächen in bezug auf ihre Helligkeit zu vergleichen.

D. Diskussion der Messungen und Extrapolationen.

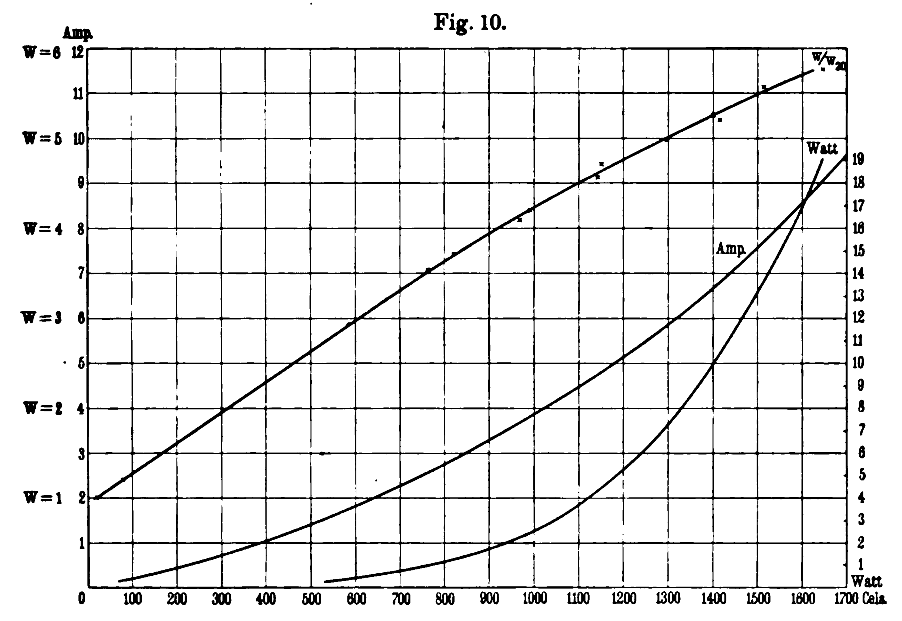
I. Platin.

Von der beschriebenen Platinlampe (S. 315) wurde zunächst eine Stromspannungskurve, dann eine Stromtemperaturkurve und

dann wieder eine Stromspannungskurve aufgenommen. Dann wurde der Temperaturkoeffizient bis 100° durch Erhitzen von außen bestimmt. Da die Lampe nach diesen Messungen etwas blaues Licht bei der Prüfung mit dem Induktor zeigte, wurde sie neu gepumpt und die obigen Meßreihen nochmals wiederholt.

In den Kurven (Fig. 10) sind die alten und neuen Werte verwertet, und zwar ist der Zusammenhang Stromtemperatur, Stromenergie und Stromwiderstand (W/W_{20}) aufgetragen.

Fig. 10.

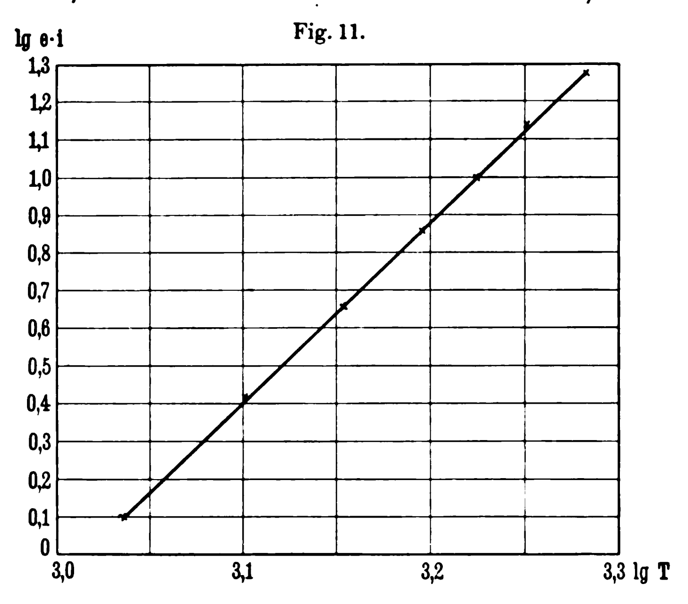


Wie schon oben erwähnt, sind unter 600° die Werte wegen ungleichmäßigen Glühens des Drahtes unzuverlässig. Die Stromkurve ist von 600° ab extrapoliert. Die Differenz zwischen schwarzer und wahrer Temperatur ist in der folgenden Tabelle angegeben. Sie wurde aus den beiden Stromkurven $i - t_s$ und $i - t_w$ abgelesen. Die schwarze Temperatur ist, wie früher erwähnt, nicht gleichmäßig, sondern der verseilte Faden hat Stellen, die hell erscheinen, da sie schwärzer strahlen. Es ist aber nicht auf diese Stellen eingestellt, sondern auf die blanken Stellen, so daß der wirkliche Unterschied zwischen der schwarzen und wahren Temperatur angegeben ist.

t_w	$t_w - t_s$
1000°	50°
1250	80
1450	95
1550	100

Wenn es in diesem Falle möglich war, durch Anvisieren der blanken Stellen die schwarze Temperatur zu erhalten, so liegt dies daran, daß der Faden nur zweimal verseilt war, so daß es

Fig. 11.



möglich war, Stellen des Fadens zu finden, welche nicht von benachbarten Stellen bestrahlt wurden.

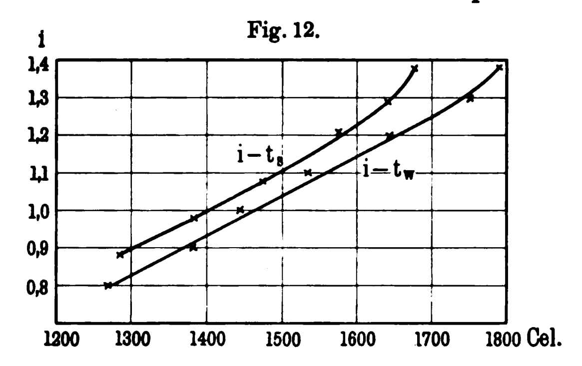
Fig. 11 gibt ferner die in Fig. 10 angegebenen Energiewerte in dem logarithmischen Zusammenhang mit dem Logarithmus der Temperatur. Wie man sieht, ist dieser Zusammenhang linear.

Der Zusammenhang zwischen schwarzer und wahrer Temperatur wurde ferner an einer nach den oben angegebenen Prinzipien hergestellten Doppelbügellampe mit zwei Fäden von 0,1 mm Dicke und 150 bzw. 175 mm Länge geprüft. Es ergaben sich die in Fig. 12 gezeichneten zwei Kurven, von denen die

eine durch direkte Beobachtung, die andere durch Widerstandsberechnung von 1250° an gewonnen ist. Die Beobachtung wurde bis zum Schmelzpunkt fortgesetzt. Es zeigte sich, daß der Schmelzpunkt bei 1675° schwarzer Temperatur eintrat.

Von 1250 bis 1650° verläuft die Kurve, die den Zusammenhang zwischen Strom und wahrer Temperatur darstellt, geradlinig, krümmt sich aber in der Nähe des Schmelzpunktes. Ähnlich

Fig. 12.



die entsprechende Kurve für die schwarze Temperatur. Die Differenz zwischen wahrer und schwarzer Temperatur ergibt sich nach dieser Kurve zu

55°	bei	1250°	wahrer	Temperatur
60°	„	1450°	„	„
65°	„	1550°	„	„
75°	„	1650°	„	„
105°	„	1750°	„	„
115°	beim Schmelzpunkt 1788°.			

Bei einem anderen Versuch mit zwei Platinbügeln seien nur die Differenzen zwischen der wahren und schwarzen Temperatur angegeben; sie waren bedeutend größer und betrugen:

90°	bei	1250°
100°	„	1450°
105°	„	1550°
115°	„	1650°

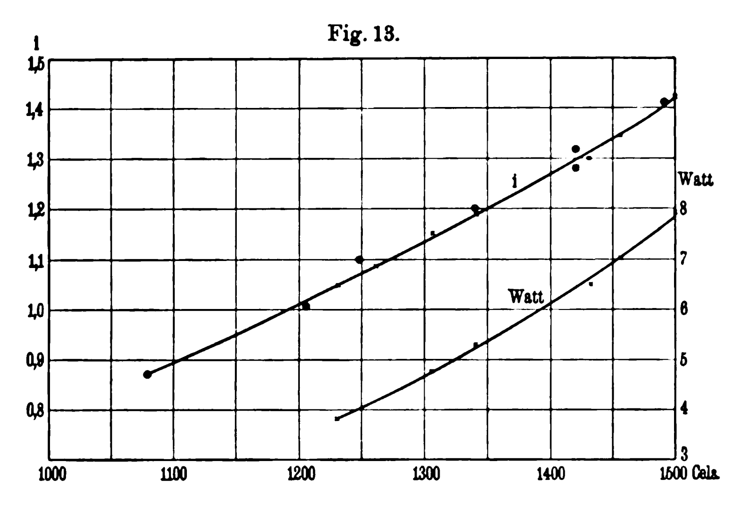
Die Berechnung des Widerstandes geschah so, daß zunächst eine Stromspannungskurve für jeden der beiden Bügel aufgenommen wurde. Dann wurden die beiden Kurven graphisch interpoliert und für den Differenzbügel die Stromspannungskurve abgeleitet. Hieraus ergab sich der Zusammenhang zwischen Strom und

Widerstand und aus den früher gewonnenen Temperaturwiderstandswerten der Zusammenhang Stromtemperatur und Widerstandtemperatur.

Bevor das Platin verlassen wird, sei noch eine Beobachtungsreihe mitgeteilt, welche an einem verseilten reinen Platindraht, der aus 5 Drähten von 0,05 mm Durchmesser hergestellt war, gemacht worden ist.

Die Lampe war als Doppelbügellampe hergestellt. Es wurde so eingestellt, daß die hellsten Stellen des Fadens auf dem Band der Normalbandlampe verschwanden, also die am schwärzesten strahlenden Stellen. In der Fig. 13 sind die für die schwarze

Fig. 13.

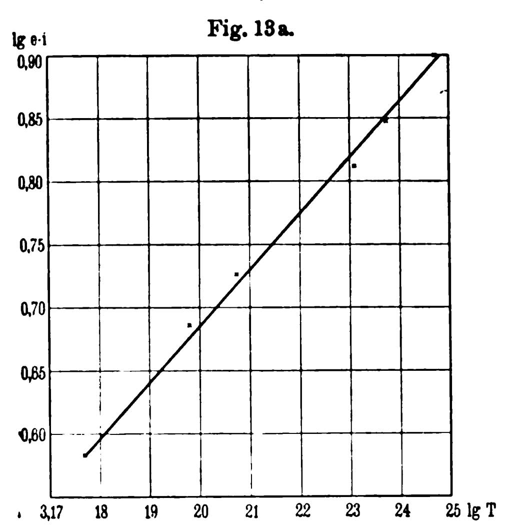


Temperatur beobachteten Punkte mit ⊗, die aus den Widerständen des Differenzbügels für den gleichen Strom berechneten Temperaturen mit × bezeichnet. Man sieht, daß die Kurven sich decken, daß also durch diese Art von Beobachtung die Unterschiede zwischen wahrer und schwarzer Temperatur umgangen werden können.

Ferner ist in Fig. 13 die Energiekurve in Abhängigkeit von der Temperatur und in Fig. 13a der Zusammenhang $\lg ei$ und $\lg T$ aufgezeichnet, welcher wieder geradlinig ist. Die größte Abweichung beträgt 13^0 und ist ohne weiteres durch Beobachtungsfehler zu erklären. Bildet man $ei = a \times T^m$, so ist m etwa 4,35.

Zum Schluß sei noch erwähnt, daß ein Versuch, den Unterschied zwischen der schwarzen und wahren Temperatur mit einem spiralförmigen schwarzen Körper von 1 mm Durchmesser aus 2 mm breitem Band festzustellen, bei 1370° eine Differenz von

Fig. 13a.



60°, bei 1430° eine solche von 80° ergab. Bei höheren Temperaturen war es wegen der Verbiegung des Spiralkörpers nicht möglich, zu beobachten.

II. Tantal.

Die Untersuchung des Widerstandes des Tantals wurde mit Thermoelement und Spannungsabzweigungen ausgeführt, da es, wie schon weiter oben erwähnt, nach anderen Methoden nicht möglich war, genügend saubere Verhältnisse zu schaffen, so daß der Tantaldraht sich nicht veränderte.

Der erste Versuch wurde mit einem glatten, gealterten Draht von 0,45 mm Durchmesser gemacht, an dem Thermoelementdrähte von 0,03 mm Durchmesser angelegt waren.

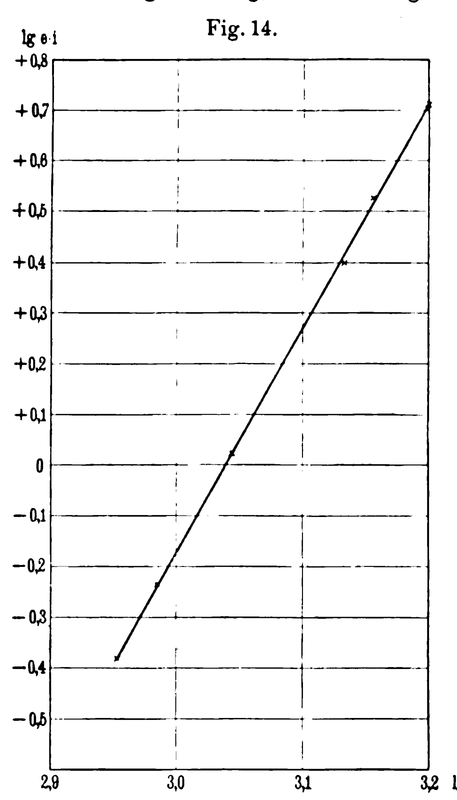
Durch einmaliges Erhitzen des Drahtes auf hohe Temperatur wurde erreicht, daß die Thermoelementdrähte an den Tantaldraht festschweißten. Die Feststellung der richtigen Widerstandskurve mißlang aber bei diesem ersten Draht, da er einen Augenblick beim Pumpen geglüht worden war, wobei durch Gasabgabe der

Gefäßwände der Druck auf einige $^1/_{100}$ mm stieg. Immerhin wurde die Stromkurve bei wahrer und schwarzer Temperatur aufgenommen und es ergab sich daraus bei

1100°	wahrer	Temperatur	50°	niedrigere	im	Roten
1300°	"	"	80°	"	"	"
1500°	"	"	110°	"	"	"
1700°	"	"	140°	"	"	"

Ferner ergab sich der Zusammenhang $\lg ei = A + m \lg T$ wieder als geradlinig, wie aus Fig. 14 ersichtlich ist.

Fig. 14.



Die eigentlichen Widerstandsmessungen wurden an einer Lampe mit vier verseilten Tantaldrähten aus 1000 Stunden gebrannten 100 Kerzen-Tantallampen mit 0,12 mm dickem Draht ausgeführt.

Die Kurve (Fig. 15) und die oben bereits angeführte Tabelle geben die Widerstands-, Energie- und Stromwerte in Abhängigkeit von der wahren Temperatur bis zu etwa 1600° an.

Fig. 16 gibt die lg-Energie — lg T-Linie, die wieder geradlinig verläuft. Bildet man $ei = a \, . \, T^m$, so ist $m =$ etwa 4,95.

Es wurden ferner bei dieser Lampe die Differenzen zwischen wahrer und schwarzer Temperatur bei rotem Licht zu messen versucht und dabei konstatiert, daß an der Stelle, wo das Thermoelement saß, ein Unterschied nicht mit Sicherheit zu konstatieren war, wenn man die hellsten Stellen des Fadens maß (bis etwa 1600° geprüft).

Fig. 15.

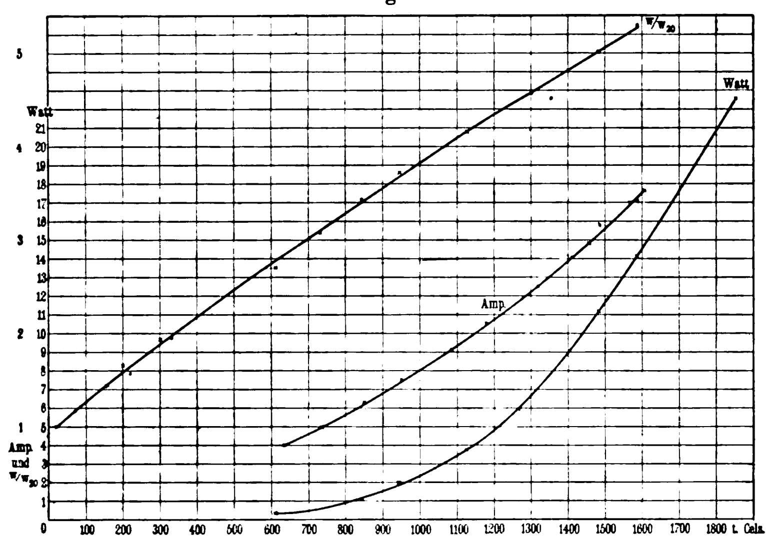
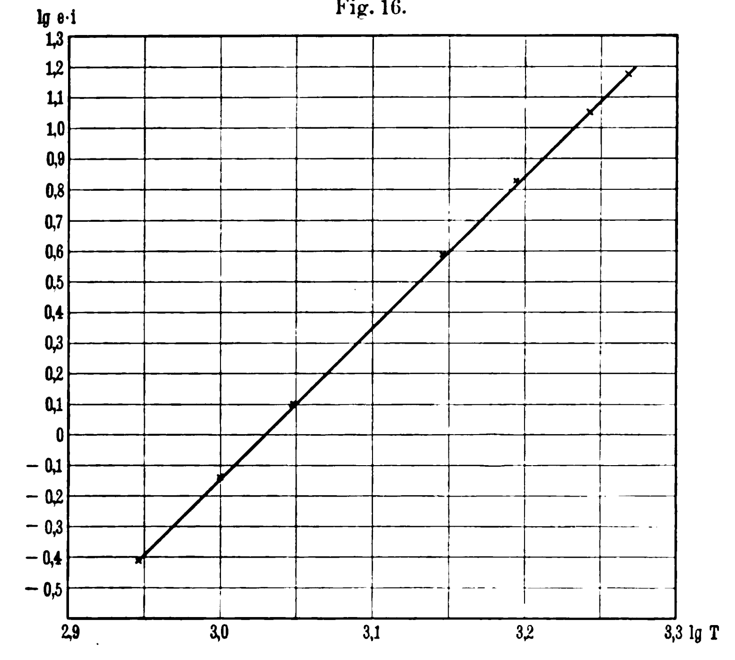
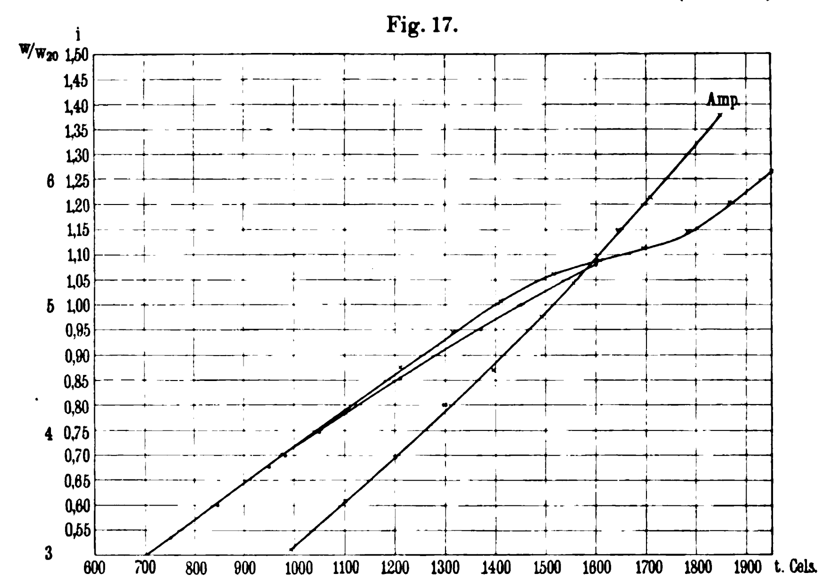


Fig. 16.



Auf Grund dieser Erfahrungen wurde eine verseilte Lampe mit 8 × 0,035 Drähten gemacht, die zwei Bügel von 240 und 126 mm Länge besaß. Mit dieser Lampe wurde die Stromtemperaturkurve aufgenommen und die im Rot gewonnene schwarze Temperatur gleich der wahren Temperatur gesetzt (Fig. 17). Außerdem wurde aus dem Widerstand des Differenzbügels die wahre Temperatur (aus der vorher beobachteten Kurve mit Thermoelementenmessung) bestimmt. Es ergab sich dabei eine bei 1400 bis 1500° etwa um 50° differierende Kurve (Punkte), die

Fig. 17.



sich bei 1650° mit der „roten“ Temperaturkurve (Kreuze) vereinigte und auch in den unteren Werten gut damit übereinstimmte (bei 1300° sind noch 30° Differenz, bei 1200° noch 20°).

Ob die beobachteten Unterschiede durch Unterschiede im Material bedingt sind oder an der Beobachtungsmethode liegen, vermochte ich nicht festzustellen; jedenfalls sind die größten Unterschiede auf Temperatur umgerechnet 2 bis 3 Proz., auf Widerstand umgerechnet etwa 2 Proz. Die „rote“ Temperatur wurde bis 1710° gemessen und dann vermittelst der Kurve $i = 0{,}049\,16 + 4{,}3192 \,.\, 10^{-6} \,.\, t^{1,68}$ extrapoliert, wo t die Temperatur in Celsiusgraden, i den Strom bedeutet.

Die folgende Tabelle gibt den graphisch korrigierten Widerstand W/W_{20} des Tantals für die Temperatur — 180 bis 2000° an. Bis 1600° sind die mit dem Thermoelement gewonnenen Werte benutzt, weiter oben die mit der verseilten Lampe gewonnenen.

Widerstand des Tantals von 100 zu 100°.

t	W/W_{20}	t	W/W_{20}
— 180	0,34	1000	3,86
0	0,94	1100	4,12
100	1,27	1200	4,38
200	1,59	1300	4,64
300	1,90	1400	4,88
400	2,20	1500	5,11
500	2,48	1600	5,32
600	2,76	1700	5,46
700	3,04	1800	5,64
800	3,32	1900	5,92
900	3,60	2000	6,34

Bei der Darstellung der Kurve $\lg ei = A + m . \lg T$ für den Differenzbügel habe ich durchweg die „Verseilungstemperatur" zugrunde gelegt, weil dies einheitlicher erschien (Fig. 18). Die größten Abweichungen von der geraden Linie sind auch hier nicht mehr als 1 Proz., auf Energie umgerechnet etwa 5 Proz. Es sieht hiernach aus, als ob die Kurve schwarze Temperaturstrom (Fig. 17) im unteren Teile konkav, im oberen Teile konvex gegen die Temperaturachse verliefe. Bemerkenswert ist bei der Widerstandskurve der Wendepunkt zwischen 1575 und 1675°.

In Fig. 19 ist die Kurve schwarze Temperatur-Widerstand des Differenzbügels (W/W_{20}) für einen ungenügend formierten Faden, der aus sechs 0,035 mm Drähten bestand, angegeben. Man sieht, daß der Widerstand hier weniger ansteigt als bei einem fertig formierten Faden. Wir finden aber wieder den Wendepunkt in der Widerstandskurve, diesmal bei 1625 bis 1725°. Die höheren Temperaturen sind mittels der beobachteten Stromtemperaturkurve extrapoliert. Diese Kurve ist hier weggelassen.

Fig. 20 zeigt die Stromtemperaturkurve mit der Gleichung $i = 0{,}0195 + 1{,}225 . 10^{-6} . t^{1,84}$ für einen glatten gealterten

Fig. 18.

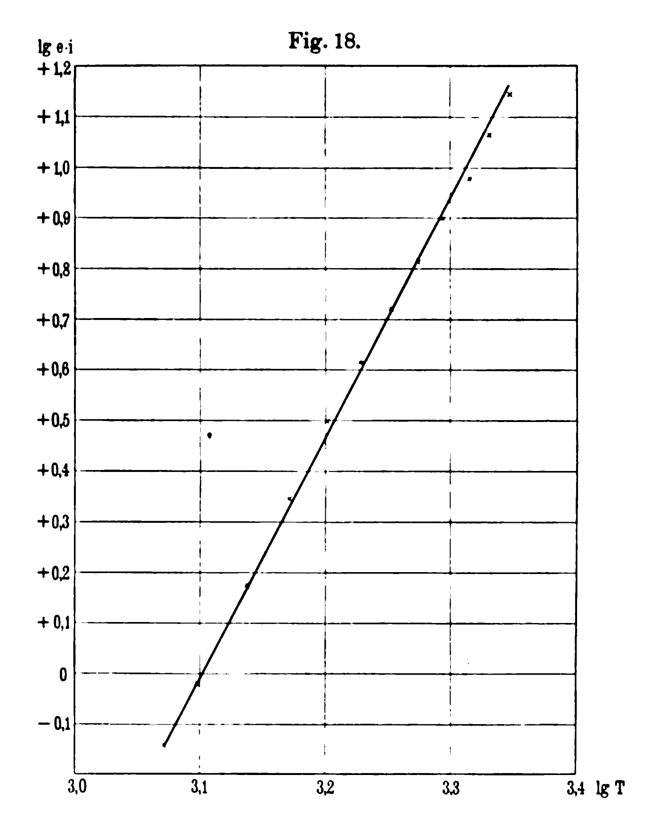
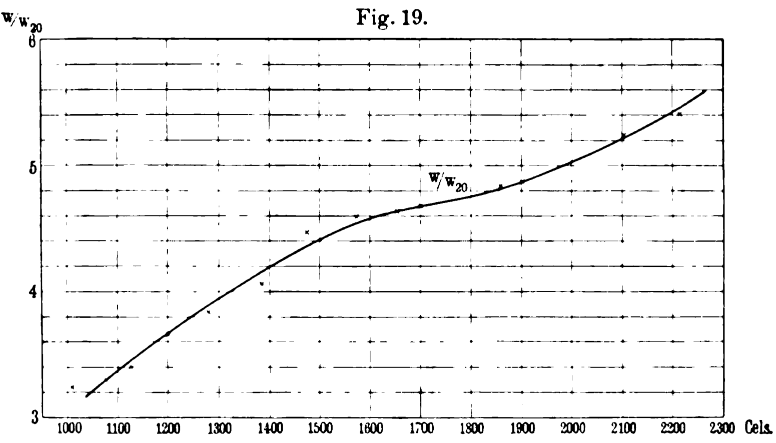
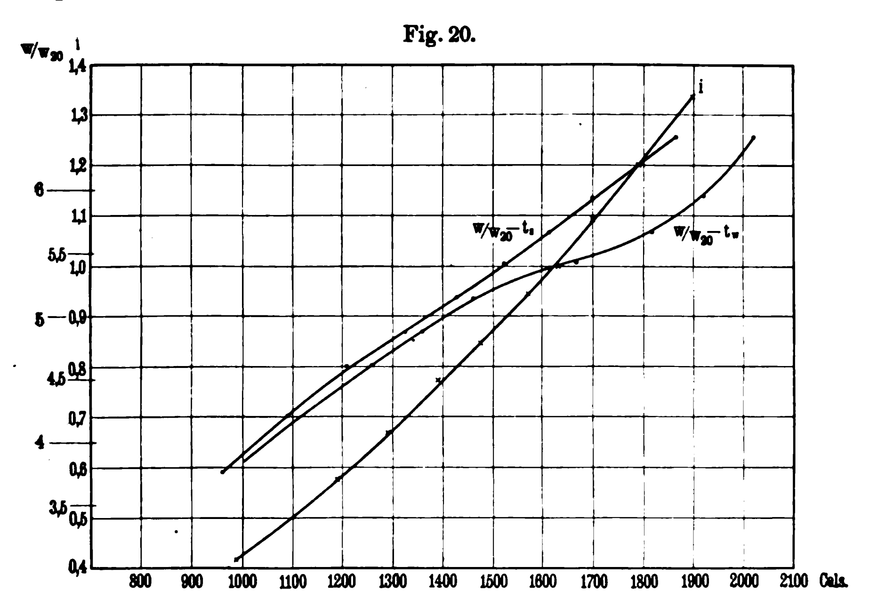

lg e·i
+1,2
+1,1
+1,0
+0,9
+0,8
+0,7
+0,6
+0,5
+0,4
+0,3
+0,2
+0,1
0
−0,1
3,0
3,1
3,2
3,3
3,4
lg T

Fig. 19.


W/W20
6
5
4
3
W/W20
1000
1100
1200
1300
1400
1500
1600
1700
1800
1900
2000
2100
2200
2300
Cels.

Tantalfaden von 0,118 mm Durchmesser, und zwar ist hier die schwarze Temperatur im Rot gemeint. Ferner sind die Widerstandskurven in ihrer Abhängigkeit von der schwarzen und von der wahren Temperatur angegeben. Der Wendepunkt bei der Kurve schwarze Temperatur — W/W_{20} ist schwach ausgeprägt und liegt bei 1450 bis 1550°. Bei der Kurve wahre Temperatur — W/W_{20} liegt er wieder zwischen 1600 bis 1700° und ist sehr deutlich. Die Differenz zwischen wahrer und schwarzer Temperatur ist in ihren unteren Werten sehr klein. Bei den oberen

Fig. 20.

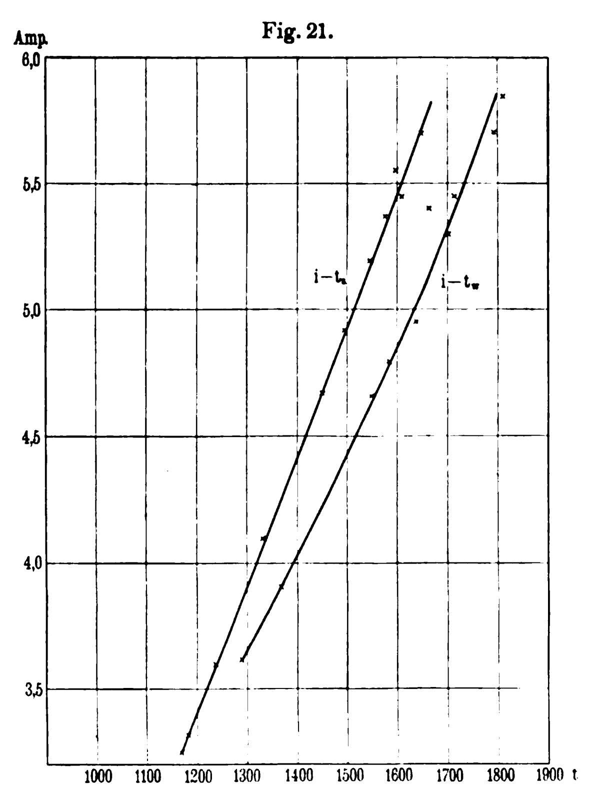


Werten ist sie etwas größer als die früher angegebenen. Der eigentümliche Verlauf dieser Kurve beweist wieder, daß die Differenz zwischen wahrer und schwarzer Temperatur (im Rot) bei einem bestimmten Material bei gleicher Temperatur verschieden sein kann.

An dieser Lampe wurde auch aus der Kurve Widerstand des Differenzbügels — wahre Temperatur die Kurve Strom — wahre Temperatur konstruiert (hier nicht miteingezeichnet) und aus dieser und den photometrischen Messungen eines einzelnen Bügels die Temperatur gefunden, die ein einzelner Bügel hat, wenn er

etwa 1,2 bis 1,3 W/HK verbraucht. Es ist dieses dann die Temperatur, die der Faden in der normalen Tantallampe hat; denn konstruiert man eine Bügellampe von etwa 150 mm Fadenlänge und eine über 19 Kupferhaken von 0,4 mm Durchmesser zickzackförmig gewickelte Lampe aus dem gleichen Faden von etwa 0,05 mm Durchmesser, und bringt beide Fäden auf gleichen Strom, so hat

Fig. 21.



die Bügellampe 1,2 bis 1,3 W/HK, wenn die zickzackförmig gewickelte Lampe 1,5 bis 1,6 W/HK hat. Es liegt dies an der gegenseitigen Verdeckung und an der Abkühlung des Fadens durch die Halter. Es ergab sich für den erwähnten einen Bügel bei 1,2 bis 1,3 W/HK eine Temperatur von 2000°. Diese Temperatur dürfte, wie gesagt, der Faden in den normalen Tantallampen ebenfalls haben. Von WAIDNER und BURGESS wird auf

Grund der Messungen der schwarzen Temperatur ebenfalls 2000° C geschätzt[1]).

Zum Schluß wurde noch ein Versuch gemacht, den Unterschied zwischen wahrer und schwarzer Temperatur bei Tantal direkt zu bestimmen, und zwar mittels eines Spiralofens, wie er früher beschrieben wurde.

Fig. 21 gibt die hier gefundenen Ergebnisse. In der Figur sind die Kurven Strom—schwarze und Strom—wahre Temperatur gezeichnet. Auch hier steigen die Differenzen zwischen wahrer und schwarzer Temperatur geradlinig an, jedoch steiler als bei den vorher angegebenen Beobachtungen. Die Differenzen, welche sich aus den Kurven ablesen lassen, sind folgende:

1100°	20°
1300°	55°
1500°	90°
1700°	125°
1800°	145°

Wie man sieht, sind diese Werte kleiner als die Unterschiede bei dem vorher erwähnten 0,45 mm dicken Draht, weil wahrscheinlich das Tantalband noch nicht lange genug formiert war.

III. Wolfram.

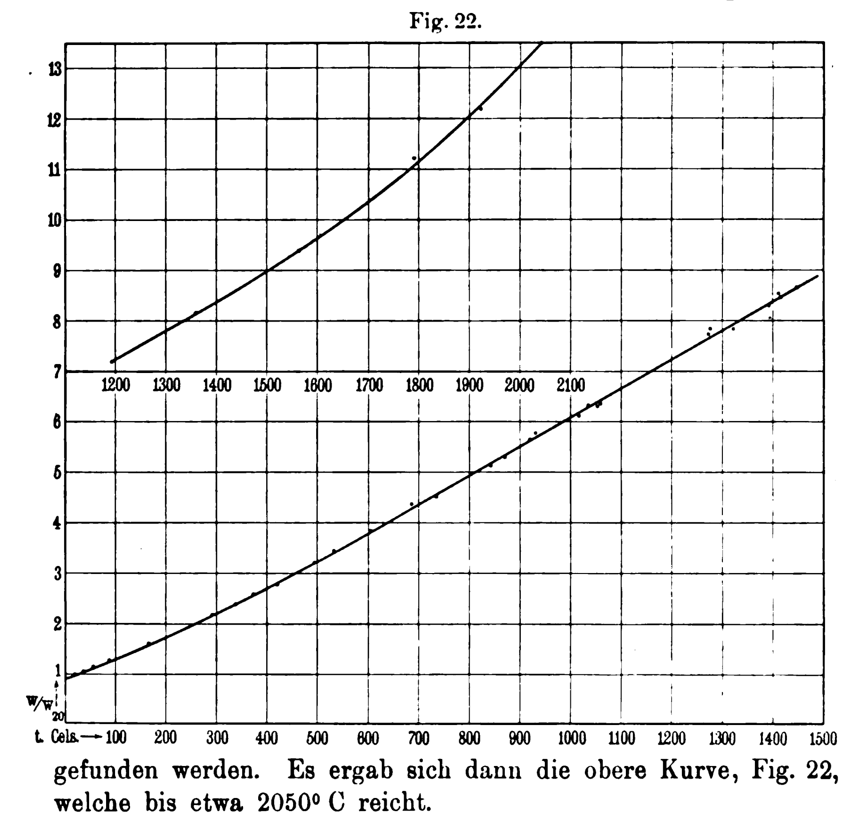
Für Wolfram war der Temperaturkoeffizient bis 1450° bestimmt (Fig. 22). Zur Gewinnung der höheren Werte wurde eine Doppelbügellampe angefertigt aus sehr lange gebrannten Wolframfäden von 0,0525 mm Dicke, welche eine Länge von 114 und 69 mm hatten. Der spezifische Widerstand dieser Fäden betrug 0,055 bei 20° und der Temperaturkoeffizient 0,0415 Proz. pro Grad zwischen 20 und 100°. Es wurde zunächst der Zusammenhang zwischen Strom und wahrer Temperatur aufgenommen (Fig. 23); die oberen Werte für die Temperatur wurden mit Hilfe der Beziehung $\lg E = A + m \lg T$ extrapoliert (Fig. 24). Um möglichst zuverlässige Werte zu erhalten, wurden die Stromspannungsbeobachtungen, die dieser Kurve zugrunde liegen, zunächst für jeden einzelnen Bügel graphisch ausgeglichen und dann für die Differenz wieder eine Stromspannungskurve gezeichnet. Aus dieser und der Widerstandskurve sind dann die Werte für die Berechnung

[1]) Mitteilungen des Bureau of Standards Washington, Nr. 40, 1907.



der Geraden $\lg E = a + m \lg T$ genommen. Nachdem numehr der Zusammenhang zwischen Strom und Temperatur für den elektrodenlosen Bügel bekannt war, konnte auch das Verhältnis seines Widerstandes zum kalten Widerstand bei höheren Temperaturen

Fig. 22.



gefunden werden. Es ergab sich dann die obere Kurve, Fig. 22, welche bis etwa 2050° C reicht.

Mittels der Stromtemperaturkurve konnten ferner die wahren Temperaturen für einen Bügel bei verschiedenem Wattverbrauch pro HK gefunden werden. Es ergab sich folgende Tabelle (S. 342).

Der Bügel wurde ohne Spiegel photometriert, wobei die photometrische Achse senkrecht zur Bügelebene verlief. Es ist klar, daß diese Zahlen ebenso wie oben von der Tantallampe nur Anhaltspunkte geben sollen, denn der Begriff W/K ist in bezug auf die Temperatur nur definiert, wenn man auf die Konstruktion der Lampe Rücksicht nimmt.

Fig. 23.

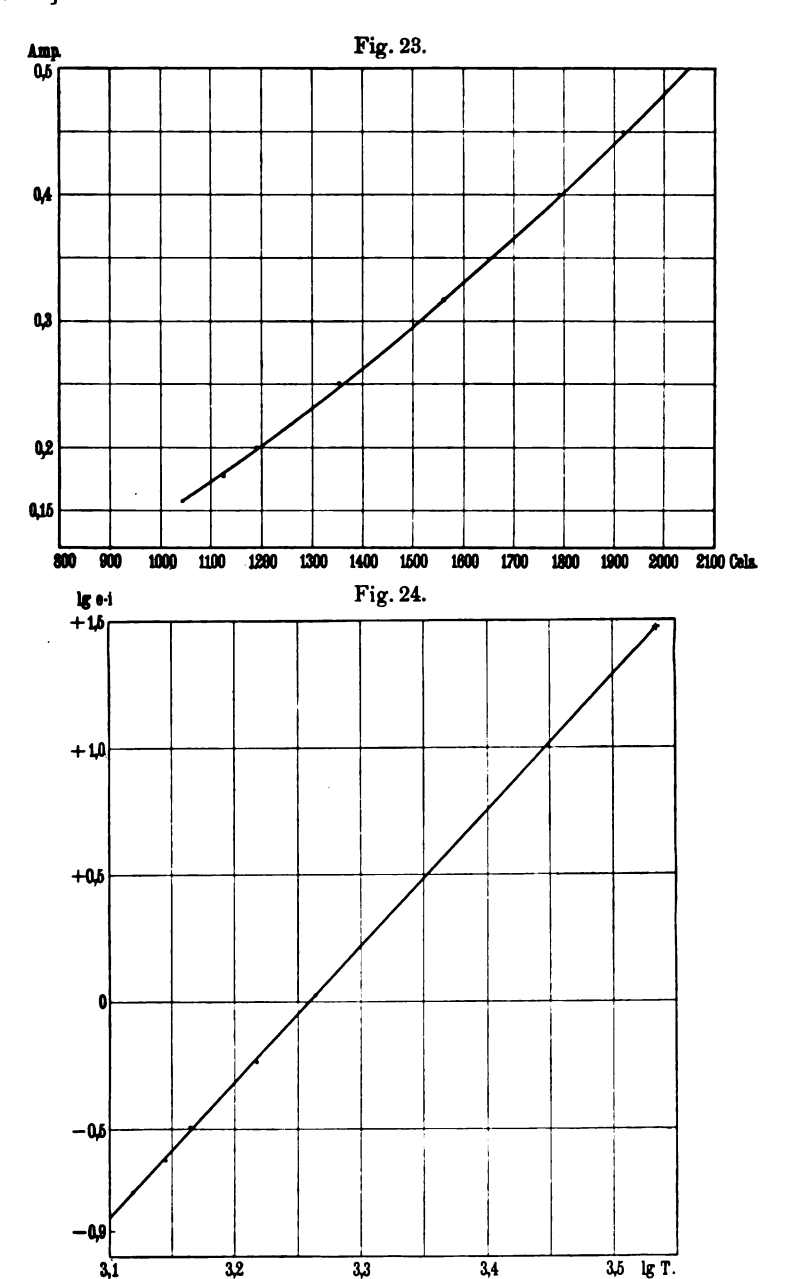

Amp.
0,5
0,4
0,3
0,2
0,15
800
900
1000
1100
1200
1300
1400
1500
1600
1700
1800
1900
2000
2100 Cals.
lg e·i
+1,5
+1,0
+0,5
0
−0,5
−0,9
3,1
3,2
3,3
3,4
3,5
lg T.

Fig. 24.

A	*W/K*	*t* C
0,326	5,9	1590
0,401	2,55	1800
0,435	1,95	1890
0,450	1,50	1930
0,502	1,10	2060

Die obigen Zahlen können als Annäherungswerte für Bügellampen ohne Halter gelten, bei denen das Verhältnis der Fadenlänge zur Fadendicke etwa 2000 ist.

Für Lampen mit vier Platinhaltern von etwa 0,08 mm Dicke, wie sie vielfach üblich sind, dürfte sich der Temperaturwert für 1,1 W/HK auf etwa 2080 bis 2090° erhöhen.

Wie groß der abkühlende Einfluß der Halter und Zuleitungen ist, sieht man daraus, daß das Widerstandsverhältnis W/W_{20} bei 1,1 *W/K* gewöhnlich etwa 12 ist, was einer Temperatur von 1875° für einen elektrodenlosen Bügel entsprechen würde [1]).

Waidner und Burgess haben übrigens für 0,9 W/HK (= etwa 1 W/engl. K) 2300° geschätzt, was im Verhältnis zu den oben angeführten Messungen etwas höher ist. Auf den Unterschied zwischen wahrer und schwarzer Temperatur wurde kein großer Wert mehr gelegt, da aus der Kenntnis dieser Unterschiede infolge ihrer Veränderlichkeit von Faden zu Faden keine weiteren Schlüsse gezogen werden konnten. Wie weiter oben erwähnt, bewegen sich die Unterschiede in gleicher Größe als die des Tantals und Wolframs (S. 320).

IV. Berechnung des Absorptionsvermögens A_λ.

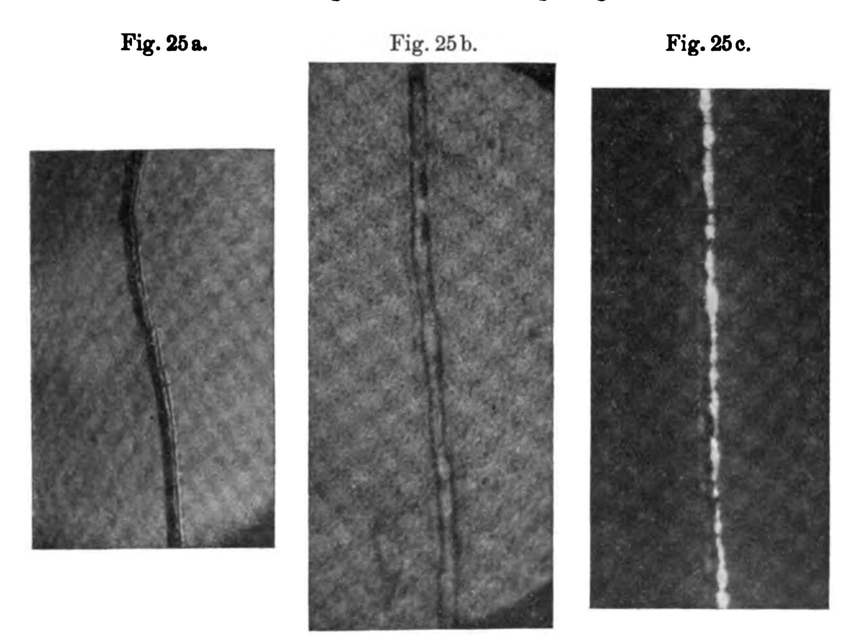
Aus den gemessenen Differenzen zwischen schwarzer und wahrer Temperatur kann man für die mittlere Wellenlänge, für welche das rote Glas durchlässig ist, annähernd die Absorptionsvermögen der untersuchten Metalle berechnen. Diese Größe hat aber als Materialkonstante im vorliegenden Falle keine Bedeutung,

[1]) Ein Vergleich zwischen dem elektrodenlosen Bügel und einem Bügel, an dem die obigen Messungen angeführt sind, ergab bei 1500° 80°, bei 1900° 100° höhere Temperaturen, wenn bei gleichem Strom die Widerstände berechnet wurden.

da es, wie gesagt, nicht möglich war, konstante Werte für die Differenz $1/T - 1/S$ zu erhalten, wenn T die wahre absolute Temperatur und S die schwarze absolute Temperatur bedeutet.

Der Grund hierfür ist wohl darin zu suchen, daß wir es hier nicht mit glatten Flächen zu tun haben. Sieht man sich frisch gezogene Drähte mikroskopisch an, so bemerkt man, daß sie in der Regel voll Längsriefen sind (Fig. 25a). Solche Riefen haben auf die schwarze Temperatur einen ähnlichen Einfluß wie die oben erwähnte Verseilung, wenn auch in geringerem Maße. Auch

Fig. 25a. Fig. 25b. Fig. 25c.



ein durch langes Glühen gealterter Draht ist weit davon entfernt, eine glatte Oberfläche zu haben. Die Fig. 25b zeigt einen Tantaldraht von 0,05 mm Dicke, der 600 Stunden bei etwa 2000° C gealtert wurde. Um die Oberflächenreflexe zu vermeiden, wurde der Draht in Paraffin eingedrückt und das Negativ photographiert. Der Draht war hochglänzend, aber mit kleinen Unebenheiten bedeckt, die das Licht hin und her reflektierten. Eine sehr ähnliche Beschaffenheit zeigt die Oberfläche eines durch Pressen hergestellten Wolframfadens, der 1000 Stunden gealtert war.

Diese Photographie ist direkt ohne Herstellung eines Paraffinnegativs aufgenommen (Fig. 25c).

Unter der ungenauen Vorraussetzung, daß der Schwerpunkt des vom Rotglas durchgelassenen Spektralbezirkes bei der Wellenlänge $0{,}650\,\mu$ liegt und für $c = 14200$, wurde auf Grund der Beziehung:

$$\frac{1}{T} - \frac{1}{S} = \frac{\lambda}{c} \lg \operatorname{nat} A_\lambda$$

das Absorptionsvermögen A_λ für Wolfram zu 0,46, das des Platins zu 0,51 und das des Tantals zu 0,49 berechnet.

Diese Werte sind Mittelwerte aus sämtlichen Beobachtungen. Bei Platin ist der Wert viel zu groß, während die Werte für Wolfram und Tantal mit früheren Beobachtungen nach anderen Methoden besser übereinstimmen. Es liegt dies daran, daß die Platindrähte wegen ihrer großen Reinheit am wenigsten gealtert zu werden brauchten und infolgedessen die rauheste Oberfläche hatten.

Es ist vielleicht nicht überflüssig, an dieser Stelle noch darauf hinzuweisen, daß auch die „schwarzen" Schmelzpunkte der Metalle, wenn man sie nach der Drahtmethode untersucht, höher ausfallen müssen, als wenn man den Schmelzpunkt an einem glänzenden Blechstreifen untersucht oder gar die Oberfläche einer im Fluß befindlichen Metallmasse anvisiert. Denn bei Anwendung der Drahtmethode schmilzt das Metall fast nie an der Stelle, die man gerade anvisiert. Die anvisierte Stelle aber behält ihre Unebenheiten bis zum letzten Augenblick bei. Tatsächlich ist auch weiter oben eine Messung angeführt worden, bei der der „schwarze" Schmelzpunkt des Platins sich zu etwa 1675° C ergab, während er bei ganz glatter Oberfläche 1545° C ist[1]).

Zum Schluß wurde die Widerstandsmethode im Verein mit der Geraden $\lg E = A + m \lg T$ noch benutzt, um den Schmelzpunkt des Tantals und Wolframs zu bestimmen.

Für Tantal wurde ein Bügel von etwa 200 mm Länge und 0,12 mm Dicke, der aus einer Lampe, welche mehrere 100 Stunden gebrannt hatte, stammte, verwandt. Es wurden zunächst einige

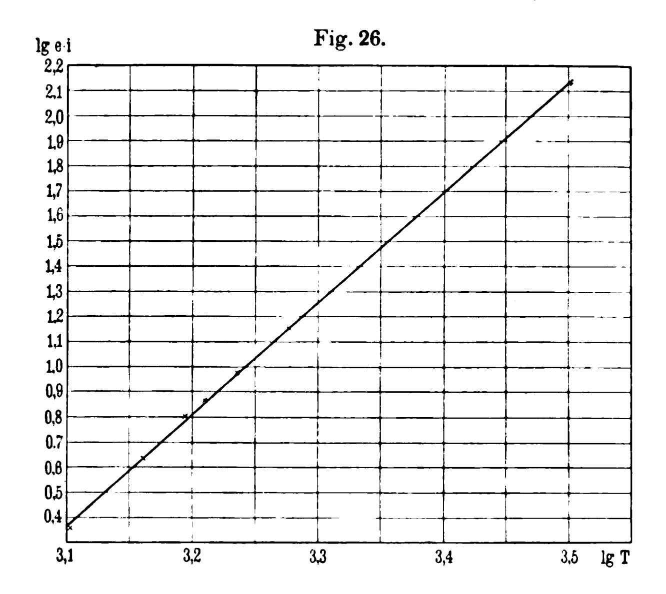
---

[1]) Holborn und Henning, Berl. Akad. Ber. 1905, S. 315.

Werte $e - i$ aufgenommen, aus diesen der Widerstand und die Energie ausgerechnet und aus diesen Werten die Kurve $\lg E = A + m \lg T$ bestimmt, wobei T aus der Kurve $W-T$ entnommen wurde.

Die Tabelle gibt die Beobachtungswerte und die Fig. 26 die bis zum Schmelzpunkt verlängerte Gerade $A + m \lg T$. Der

Fig. 26.



Schmelzpunkt wurde bei 2910° C gemessen. Es ist jedoch wahrscheinlich, daß dieser Schmelzpunkt noch zu niedrig liegt, und zwar deuten sämtliche Fehler, mit denen diese Schmelzpunktbestimmungsart behaftet ist, darauf hin.

Ampere	Volt	W	W/W_{20}	t	T	ei	$\lg T$	$\lg ei$
0,456	5,0	10,95	3,83	995	1268	2,28	3,1031	0,3579
0,593	7,34	12,38	4,32	1175	1448	4,35	3,1608	0,6385
0,693	9,15	13,20	4,62	1295	1568	6,34	3,1953	0,8021
0,735	9,98	13,60	4,76	1350	1623	7,34	3,2103	0,8657
0,814	11,56	14,20	4,97	1450	1723	9,40	3,2363	0,9731
0,968	14,81	15,30	5,35	1625	1898	14,32	3,2783	1,1559
2,58	54,00	20,9	7,3	2907	3180	139,1	3,5024	2,1433

1. Wir haben es mit einem Bügel zu tun, der Elektroden hat; demzufolge sind die unteren Temperaturwerte alle zu niedrig, die gerade Linie $\lg E$ liegt also zu hoch, und wenn sie auch der richtigen Geraden zuneigt, so erreicht sie diese doch noch nicht beim Schmelzpunkt. Man erreicht also die Energie, bei der der Bügel schmilzt, bei scheinbar zu niedriger Temperatur. Ich schätze den Fehler in der Gegend von 3000° auf Grund der vorher angegebenen Messungen immerhin auf etwa 150°.

2. Das Gesetz $\lg E = A + m \lg T$ ist empirisch und gilt wahrscheinlich nicht mehr in dem ganz hohen Temperaturgebiet. Wenn es nicht gilt, so ist es in der Weise geändert, daß der Koeffizient m kleiner wird, denn der Körper muß sich in seiner Strahlung dem schwarzen nähern, da er sonst schließlich stärker strahlen müßte als der schwarze Körper; dann ist also die Linie nach der Temperaturachse hin konkav. Die wahre Temperatur ist also wieder höher.

3. Die Fäden, an denen die Messung gemacht wird, haben ein Eigengewicht und reißen infolge ihres Gewichtes etwas früher, als ihr Schmelzpunkt es bedingen würde. Dieser Fehler ist vielleicht der kleinste, doch liegt auch er in der gleichen Richtung wie die vorigen.

4. Kein Faden ist von absoluter Gleichmäßigkeit und die geringste Fehlstelle bewirkt ebenfalls ein etwas frühzeitigeres Abreißen.

5. Bei Körpern, die zwischen Elektroden bügelförmig aufgehängt sind, beeinflussen sich die Schenkel gegenseitig durch Induktion, so daß eine kleine mechanische Spannung entsteht, die das Abreißen erleichtert (bei Körpern, die gerade angespannt sind, tritt eine Stauchung ein, die ebenfalls den Bruch fördert).

Es ist vielleicht angebracht, aus diesen Erwägungen den Schmelzpunkt des Tantals zu etwa 3100° anzunehmen unter Zugrundelegung der HOLBORN-VALENTINERschen Skala, oder nach der alten Temperaturskala zu etwa 3000°, wenn man die Differenz zwischen der neuen und alten Temperaturskala ansetzt $t_n - t_a = t_n^2 . 10^{-5}$. Diese Betrachtungen gelten auch für den im folgenden beobachteten Wolfram-Differenzbügel (es ist dies dieselbe Lampe, an der vorher die Widerstandsbeobachtung gemacht worden war).

Das Schmelzen wurde bei beiden Bügeln einzeln vorgenommen und dann der mittlere Durchbrennstrom als richtig angenommen. Aus der Differenz der Spannungen bei diesem Strom wurden die Widerstände berechnet und voneinander abgezogen. Als Ausgangswerte für die Gerade $\lg E = A m \lg T$ wurden die Werte genommen, die oben schon benutzt waren, um die Widerstandskurve zu verlängern. Das Widerstandsverhältnis beim Durchschmelzen im Verhältnis zum kalten Widerstand ist 21,9 (für elektrodenlosen Bügel). Durch Bildung der geraden Linie (Fig. 24) $\lg E = A + m \lg T$ ergibt sich ein Schmelzpunkt von 3160° C. Dieser ist mit allen Fehlern behaftet, wie der vorher erwähnte des Tantals und dürfte in Wahrheit um 3350° liegen, was 3250° alter Skala entsprechen würde. Diese Temperatur wird auch von WAIDNER und BURGESS als Schmelzpunkt des Wolframs angegeben, und zwar auf Grund der Extrapolation des Zusammenhanges zwischen schwarzer Temperatur und Strom einer Lampe. Es wurde die schwarze Temperatur von WAIDNER und BURGESS zu 2950° festgestellt[1]). Ein zweiter Versuch mit einem Einzelbügel von 0,08 mm Dicke ergab 3190° und ein Widerstandsverhältnis von 20,4. Das Widerstandsverhältnis ist naturgemäß kleiner, weil die Ableitung an den Elektroden hier eine Rolle spielt.

Die wahren Schmelzpunkte für Tantal und Wolfram liegen auf Grund der aus diesen Messungen gezogenen Folgerungen bei 3100 und 3350° HOLBORNscher Skala oder etwa 3000 und 3250° alter Skala.

Schluß: Zusammenfassung.

1. Es werden einige Methoden zur Bestimmung der Widerstände von Metallen bei hohen Temperaturen beschrieben.

2. Es werden die auf Grund der Kenntnis des Zusammenhanges zwischen Widerstand und Temperatur und auf direktem Wege ermittelten Unterschiede zwischen der schwarzen Temperatur im Rot und wahren Temperatur festgestellt.

3. Es werden zwei empirische Formeln angegeben, die man benutzen kann, um die Beobachtungsergebnisse zu extrapolieren.

[1]) v. WARTENBERG gibt für den wahren Schmelzpunkt von Wolfram 2900° an. Verh. d. D. Phys. Ges. 12, Nr. 3, 1910.



4. Es wird das vorher Gesagte an Messungen an Platin, Tantal und Wolfram illustriert und eine angenäherte Temperaturangabe für den Faden der normalen Tantal- und Wolframlampe und für den Schmelzpunkt von Tantal und Wolfram gemacht.

Die Untersuchung wurde im Glühlampenwerk der Firma SIEMENS und HALSKE A.-G. ausgeführt.

Charlottenburg, im Februar 1910.

Die lichtelektrische Empfindlichkeit der Alkalimetalle als Funktion der Wellenlänge;

von R. Pohl und P. Pringsheim.

2. Mitteilung.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 18. März 1910.)

(Vgl. oben S. 300.)

---

§ 10 [1]). Wir haben kürzlich gezeigt, daß ein bestimmtes Wellenlängengebiet besteht, in dem der lichtelektrische Effekt an einer flüssigen KNa-Legierung ein resonanzartiges Maximum besitzt, wenn eine senkrecht zur Metalloberfläche gerichtete Komponente des elektrischen Lichtvektors vorhanden ist. Wir wollen dieses Gebiet im folgenden kurz als das „kritische" bezeichnen. Es liegt in der von uns untersuchten Legierung (69,4 Proz. K, 30,6 Proz. Na) ungefähr bei $\lambda = 390\,\mu\mu$.

§ 11. K- und Na-Amalgam. Um festzustellen, welchem der beiden Bestandteile der Legierung das Maximum zuzuschreiben sei, mußten diese getrennt untersucht werden. Da wir glaubten, daß das kritische Gebiet nur an einer gut spiegelnden Oberfläche deutlich auftreten würde, und nach Angaben der Herren Elster und Geitel [2]) die Hg-Legierungen der Alkalimetalle grundsätzlich die gleichen lichtelektrischen Eigenschaften wie die Metalle selbst zu besitzen schienen, so verwandten wir zunächst die Amalgame von Na und K für unsere Messungen. Die Zusammensetzung war so gewählt, daß sie bei Zimmertemperatur eben noch flüssig blieben. Die Metalloberflächen in der Zelle waren so vollkommen, daß die Auftreffstelle des Lichtes wie an der KNa-Legierung außerhalb der Einfallsebene unsichtbar blieb. Die Versuchsanordnung war ebenso wie bei allen weiteren Beobachtungen die in § 4 ausführlich beschriebene. Nur sei noch bemerkt, daß Abweichungen in der Intensitätsverteilung der einzelnen Hg-Linien,

---

[1]) Die Nummern der Paragraphen schließen sich an die unserer ersten Mitteilung über den gleichen Gegenstand an: Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 215—230, 1910.

[2]) J. Elster und H. Geitel, Wied. Ann. **61**, 445 ff., 1897.

die die Tabellen VI bis XI zeigen, in der Regel auf die Benutzung einer Irisblende im Kollimator zurückzuführen sind.

Tabelle VI.

Natriumamalgam; Zelle 300 Volt.

Nr.	Wellenlänge $\mu\mu$	Energie dmm	Lichtelektrischer Strom		Empfindlichkeit	
			$\mathfrak{E}\parallel$ 10^{-11} Amp.	$\mathfrak{E}\perp$ 10^{-11} Amp.	$\eta\parallel$ 10^{-13} Amp./dmm	$\eta\perp$ 10^{-13} Amp./dmm
			$\varphi = 60^\circ$			
66	436	56,5	11,6	$2,7_2$	17,3	4,8
65	405	30,0	7,7	$1,9_5$	25,8	6,5
67	365	107	34,2	10,4	32	9,7
68	313	65	31,0	9,9	47,5	15,3
69	254	18	10,3	3,5	57,5	19,4
			$\varphi = 70^\circ$			
70	436	70	3,84	0,72	5,5	$1,0_5$
71	365	131	12,7	3,44	9,7	2,6
72	313	75	12,8	3,78	17,1	5,0
73	254	20	$4,2_5$	1,66	21,2	8,3

Tabelle VII.

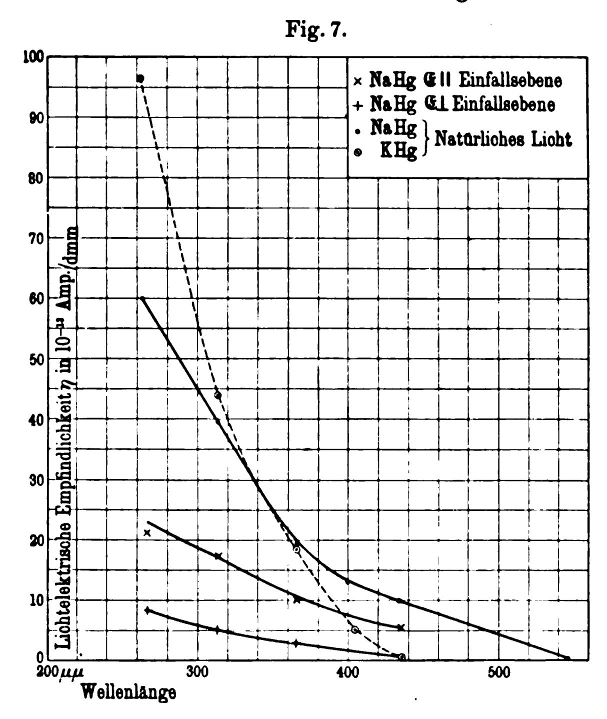
Natriumamalgam; Zelle 300 Volt.

Nr.	Wellenlänge $\mu\mu$	Energie dmm	Lichtelektrischer Strom 10^{-11} Amp.	Empfindlichkeit in natürl. Licht 10^{-13} Amp./dmm
		Einfallswinkel $\varphi = 60^\circ$		
56	546	150	1,5	0,1
55	436	70	20	31
57 u. 64	405	33	14,3	43,5
59 u. 63	365	117	84	72
60	313	66	68	103
61	254	18	25	139
		$\varphi = 70^\circ$		
78	436	75,5	7,35	9,74
77	405	41	5,48	13,4
76	365	140	26,7	19,0
75	313	72	28,4	39,4
74	254	19,5	11,7	60,0

Tabelle VI und VII geben die an der NaHg-Zelle gefundenen Werte, und zwar für zwei verschiedene Einfallswinkel, sowohl für natürliches Licht, als auch für die beiden polarisierten Komponenten.

In Fig. 7 sind diese Resultate graphisch eingetragen. Man sieht, daß die Kurven durchaus normal verlaufen, d. h. die Empfindlichkeit mit abnehmender Wellenlänge dauernd zunimmt.

Fig. 7.



Von einem kritischen Gebiet findet sich nirgends eine Andeutung, und der Effekt zeigt für die beiden Hauptazimute des elektrischen Lichtvektors den gleichen Gang.

Es blieb nun die Möglichkeit, daß das kritische Gebiet der KNa-Legierung lediglich vom K herrührte, doch ergaben die in den Tabellen VIII und IX zusammengestellten Werte auch für das Kaliumamalgam ein stetiges Wachsen der Empfindlichkeit mit abnehmender Wellenlänge und ein dem Na-Amalgam genau entsprechendes Verhalten.

Tabelle VIII.

Kaliumamalgam; Zelle 320 Volt.

Nr.	Wellenlänge $\mu\mu$	Energie dmm	Lichtelektrischer Strom $\mathfrak{E} \parallel$ 10^{-11} Amp.	Lichtelektrischer Strom $\mathfrak{E} \perp$ 10^{-11} Amp.	Empfindlichkeit $\eta \parallel$ 10^{-13} Amp./dmm	Empfindlichkeit $\eta \perp$ 10^{-13} Amp./dmm
			Einfallswinkel $\varphi = 60^0$			
95	436	12,2	0,55	$0,10_7$	0,45	0,13
90	405	41,3	2,06	0,58	5,0	1,4
92	313	66	34,6	12,1	52,5	18,3
93	254	21,5	18,2	$6,8_5$	84,4	32
			$\varphi = 70^0$			
102	436	70	0,40	0,07	0,57	0,10
100	405	37,5	1,99	0,36	5,3	1,0
99	365	27	3,4	0,94	12,0	3,48
97	313	88	47,5	13,7	54	15,6
96	254	41,5	37,0	12,1	89	29,2

Tabelle IX.

Kaliumamalgam; Zelle 320 Volt.

Nr.	Wellenlänge $\mu\mu$	Energie dmm	Lichtelektrischer Strom 10^{-11} Amp.	Empfindlichkeit in natürl. Licht 10^{-13} Amp./dmm
		Einfallswinkel $\varphi = 60^0$		
89	436	80	0,5	0,6
88	405	45	2,13	4,75
87	365	113,5	28,8	25,4
86	313	104	54	52
85	254	37	28,7	77,5
		$\varphi = 70^0$		
110	436	57,0	0,38	0,67
109	405	37,5	1,92	5,12
108	365	11	2,06	18,6
106	313	89,3	39	44
105	254	36,5	35,2	96,5

Die Kurve für die Empfindlichkeitsverteilung des KHg ist punktiert in die Fig. 7 eingetragen, und bemerkenswert ist der wesentlich steilere Anstieg als der der analogen Kurve für das NaHg, so daß beim Vergleich zweier Zellen im Ultravioletten die

mit K, im Sichtbaren die mit Na gefüllte die größere Empfindlichkeit besitzen kann (vgl. § 8, Fig. 6).

§ 12. Was das Verhältnis der beiden Empfindlichkeiten $\eta \| / \eta \perp$ für die beiden Hauptlagen des elektrischen Vektors betrifft, so haben wir in der Tabelle X seine Werte für die beiden Amalgame bei verschiedenem λ und φ zusammengestellt.

Tabelle X.

	$\eta \| / \eta \perp$			
λ $\mu\mu$	Na Hg	K Hg	Na Hg	K Hg
	$\varphi = 60^0$		$\varphi = 70^0$	
436	3,6	3,5	5,2	5,7
405	3,9	3,6	—	5,3
365	3,3	—	3,7	3,5
313	3,1	2,9	3,4	3,5
254	3,0	2,6	2,6	3,1
589	3,1		5,4	
—	4,0		8,5	

In der vorletzten Horizontalreihe sind die Zahlen beigefügt, die sich für das Verhältnis der Lichtabsorption berechnen, wenn man die von DRUDE[1]) für Hg und gelbes Licht bestimmten optischen Konstanten zugrunde legt. Die letzte Zeile enthält die Grenzwerte, die nach den DRUDEschen Formeln[2]) bei maximalem Absorptionskoeffizienten $n\varkappa$ und kleinem $\varkappa$ überhaupt erreicht werden können. Alle Zahlen für $\eta \| : \eta \perp$ liegen innerhalb dieser Grenzwerte, die zu gleichem φ gehörigen Zahlen sind für NaHg und KHg so weit gleich, wie man es bei der Empfindlichkeit der optischen Konstanten gegen äußere Einflüsse bei der Beobachtung erwarten kann, und wir glauben angesichts dieser Tatsachen annehmen zu können, daß eine einfache Proportionalität zwischen der Lichtabsorption am Hg und dem Photostrom des im Hg gelösten Alkalimetalls den Einfluß vom Azimut und Einfallswinkel des polarisierten Lichtes hinreichend erklärt. Somit läßt sich bei den Amalgamen kein „kritisches Wellenlängengebiet“ für den senkrecht zur Metalloberfläche gerichteten elektrischen Lichtvektor

[1]) P. DRUDE, Lehrbuch der Optik, 2. Aufl. 1906, S. 346.

[2]) P. DRUDE, Wied. Ann. 35, 523, 1888.

nachweisen, und wir glauben, auch ältere Messungen der Herren ELSTER und GEITEL[1]) zu unseren Gunsten anführen zu können. Denn auch dort läßt sich das Verhältnis der Photoströme am Rb- und Cs-Amalgam für die beiden Hauptlagen polarisierten weißen Lichtes besser durch eine einfache Proportionalität zwischen Photostrom und Lichtabsorption des Hg darstellen, als durch die kompliziertere, für die KNa-Legierung aufgestellte Formel, die der Vorzugsstellung des elektrischen Vektors parallel zur Einfallsebene Rechnung trägt.

§ 13. Natrium. Da sich das kritische Gebiet, das an der KNa-Legierung gefunden worden war, an den Hg-Verbindungen nicht wieder zeigte, mußte nun zur Untersuchung der reinen Alkalimetalle übergegangen werden. Na und K schmelzen jedoch erst bei 98 bzw. 63°, und es erfordert größere Vorkehrungen, um bei diesen Temperaturen den Gasdruck der Zellen so weit konstant zu halten, wie es zum Vergleich der Zahlen längerer Versuchsreihen erforderlich ist[2]). Wir begnügten uns daher zunächst mit den festen Metallen, die eine stets kristallinisch rauhe Oberfläche besitzen. Man verliert dadurch die Möglichkeit, das Azimut des polarisierten Lichtes scharf zu definieren, doch haben wir bereits in § 9 darauf hingewiesen, daß man das Azimut des elektrischen Vektors zur Auffindung des kritischen Gebietes überhaupt entbehren kann, wenn man in natürlichem Lichte das Maximum der Empfindlichkeit aufsucht. Dies Maximum muß bei schräger Inzidenz natürlichen Lichtes auch bei einer rauhen Metalloberfläche auftreten, nur in etwas geändertem Betrage, weil an Stelle des eindeutigen Einfallswinkels an der optisch ebenen Fläche ein Mittelwert tritt, der von der wechselnden Orientierung der einzelnen Oberflächenelemente zur Richtung der Lichtstrahlen abhängt. Ist dieser Mittelwert klein, so ist eine Verflachung des Maximums zu erwarten, weil die zur Oberfläche senkrechte Komponente des Lichtes kleiner wird.

In der Tat wurde, wie die Zahlen der Tabelle XI zeigen, in einer Natriumzelle mit sehr rauher und holpriger Oberfläche ein deutliches Maximum der Empfindlichkeit zwischen $\lambda = 365$ und

---

[1]) l. c. S. 458.

[2]) Vgl. H. DEMBER, Ann. d. Phys. (4) 23, 957, 1907.

313 $\mu\mu$ erhalten. Ein solches Maximum war bisher nicht bekannt, da sich die Messungen J. Brauns[1]) nur bis zu 400 $\mu\mu$ erstrecken.

Tabelle XI.

Natrium, fest.

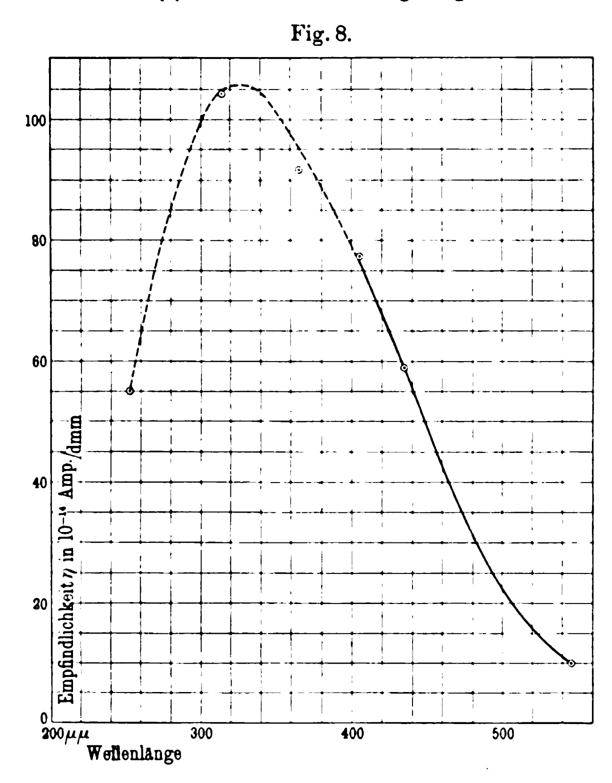
Nr.	Wellen-länge $\mu\mu$	Lichtelektr. Strom $\mathfrak{C}$ in 10^{-11} Amp.	Energie dmm	Empfindlichkeit η in natürl. Licht 10^{-14} Amp./dmm	Bemerkungen
129	546	0,73	140	5,2	Sehr holprige Oberfl. φ angenähert 45°. An der Zelle 220 Volt.
130	436	3,6	84,5	42,6	
131	405	2,95	43	68,5	
132	365	7,95	108	74	
133	313	6,05	74	82	
134	254	1,16	24,5	47,5	
135	254	1,08	24	45,5	
136	313	6,6	74	89	
137	365	9,4	111	84	
143	546	0,87	180	4,8	Glatte, feinkristallinische Oberfläche. $\varphi = 60°$. 220 Volt an der Zelle.
142	436	2,3	82	28	
141	405	1,68	42	40	
140	365	7,2	148	48,6	
139	313	4,45	84	55	
138	254	0,87	30	29	
144	546	1,77	180	10	Wie 138 bis 143, aber 280 Volt an der Zelle
145	436	4,86	83	58,7	
146	405	3,4	44	77,5	
147	365	12,2	134	91,3	
148	313	8,9	85,6	104	
149	254	1,64	29,8	55	

Eine sehr glatte und eben kristallisierte Oberfläche, die durch Umschmelzen der Zelle erhalten wurde, ergab den gleichen Verlauf. Er wurde bei zwei verschiedenen Spannungen an der Zelle ermittelt und ist in der Fig. 8 graphisch dargestellt, soweit es die wenigen Punkte erlauben. Das Maximum dürfte etwas oberhalb von 300 $\mu\mu$ zu suchen sein, wenn man für das Natrium einen ähnlich symmetrischen Verlauf des kritischen Gebietes annehmen darf, wie ihn die anderen Alkalimetalle zeigen (§ 8, 14 und 15).

[1]) Diss. Bonn 1905.

§ 14. **Kalium.** Ganz analoge Zahlen für festes Kalium sind in der Tabelle XII zusammengestellt und in der Fig. 9 graphisch eingetragen. Das Maximum der Empfindlichkeitskurve liegt hier in der Nähe von 436 $\mu\mu$, doch läßt die Quecksilberlampe auch hier leider keine nähere Bestimmung zu, weil zwischen 436 und 546 $\mu\mu$ keine Linie mit genügender Intensität vor-

Fig. 8.



handen ist. Die Resultate stehen in guter Übereinstimmung mit denen J. Brauns, der eine Nernstlampe benutzte und für λ 460 und 500 $\mu\mu$ zwei Werte angibt, die wir mit × in die Fig. 9 eingetragen haben.

Bemerkenswert ist, daß die Kurve für K in Fig. 9 schon deutlich das ultraviolette Ende des kritischen Gebietes zeigt, jenseits dessen der normale Anstieg mit abnehmender Wellenlänge beginnt. Diesen Punkt hatten wir weder beim KNa noch beim

Na erreicht, sondern nur aus dem Gange des Quotienten $\eta \,\|\, / \eta \perp$ am KNa (§ 7, Fig. 2) wahrscheinlich gemacht.

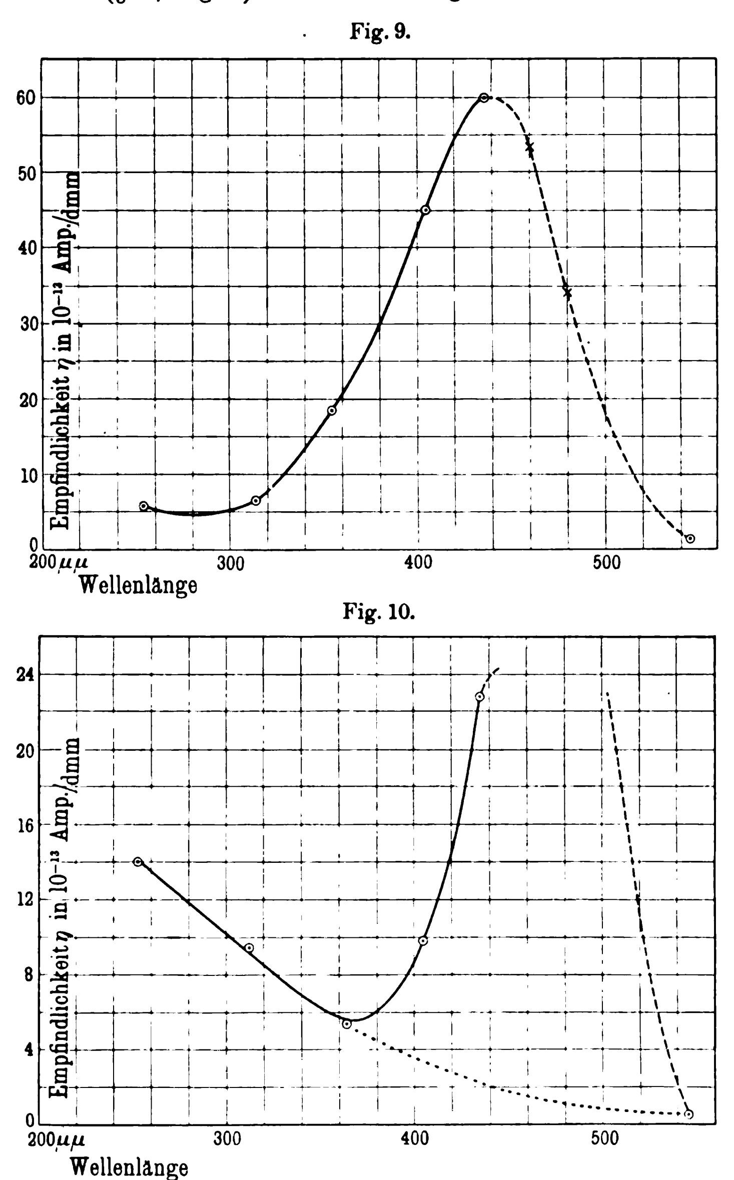


Fig. 9.

Fig. 10.

Tabelle XII.

Kalium, fest; $\varphi \sim 60^\circ$; 320 Volt an der Zelle.

Nr.	Wellenlänge $\mu\mu$	Lichtelektrischer Strom $\mathfrak{E}$ in 10^{-11} Amp.	Energie dmm	Empfindlichkeit η in natürl. Licht 10^{-13} Amp./dmm
122	546	1,38	153	0,9
123	436	36	60	60
124	405	17,4	39	45
125	365	9,6	52	18,4
126	313	$4{,}9_5$	78	6,3
127	254	1,66	29	5,8

§ 15. Rubidium. Hinsichtlich des Empfindlichkeitsverlaufes jenseits des kritischen Gebietes ließen Messungen am Rubidium am ehesten Aufschlüsse erwarten. Denn nach den Angaben J. Brauns liegt bei Rb das von Elster und Geitel entdeckte Maximum der Empfindlichkeit bei 500 $\mu\mu$. In der Tat haben wir am Rubidium den normalen Anstieg der Empfindlichkeit jenseits des kritischen Gebietes im Ultravioletten eindeutig nachweisen können. Es zeigt dies die Tabelle XIII und ihre graphische Darstellung in der Fig. 10.

Tabelle XIII.

Rubidium, fest, $\varphi = 60^\circ$; 400 Volt an der Zelle.

Nr.	Wellenlänge $\mu\mu$	Lichtelektrischer Strom $\mathfrak{E}$ in 10^{-11} Amp.	Energie dmm	Empfindlichkeit η in natürl. Licht 10^{-13} Amp./dmm
116	546	0,58	115	0,5
115	436	28,4	57	50,0
114	405	10,1	34,4	29,4
111	365	4,3	43,3	10,0
112	313	19,2	76	25,3
135	546	0,62	133	0,47
134	436	19,0	83	22,9
133	405	4,22	43	9,8
131	365	1,30	24	5,4
130	313	7,40	79	9,4
129	254	4,3	30,7	12,6

Die beiden getrennten Versuchsreihen 116 bis 111 und 135 bis 129 gehören zu zwei verschiedenen Metalloberflächen, von denen die zweite, durch Umschmelzen der ersten erhaltene, ein weniger kristallinisch rauhes Aussehen besaß.

Das Maximum ist auch bei diesem Metall nicht näher anzugeben, weil wieder passende Linien der sonst so geeigneten Quecksilberlampe fehlen, doch macht die Lage des Punktes bei 546 $\mu\mu$ es wahrscheinlich, daß bei unserer Kurve das Maximum im Verhältnis zu Brauns Messungen etwas zu kürzeren Wellenlängen verschoben ist.

Die Analogie mit den Messungen an KNa, die wir in § 8 und 9 beschrieben haben, läßt es erwarten, daß beim Fehlen einer zur Metalloberfläche senkrecht gerichteten Komponente des elektrischen Vektors die Empfindlichkeitskurve im kritischen Gebiet den in der Figur punktierten Verlauf ergeben würde, wie wir ihn für KNa durch Beobachtungen bei senkrechter Inzidenz ermittelt haben.

§ 16. Einfluß des Azimutes an festen Alkalimetallen. Es läßt sich auch an den festen Alkalimetallen beweisen, daß das Maximum der Empfindlichkeit im natürlichen Lichte im kritischen Gebiete durch das Vorhandensein einer zur Oberfläche senkrecht gerichteten Komponente des elektrischen Vektors bedingt ist. Es läßt sich nämlich ein deutlicher Einfluß des Azimutes des polarisierten Lichtes zeigen, wenn man eine Wellenlänge des kritischen Gebietes benutzt. Allerdings fehlt wegen der verschiedenen Orientierung der einzelnen Flächenelemente an einer kristallinischen Oberfläche eine eindeutige Definition der Einfallsebene, doch ist die durch die Gesamtoberfläche des Metalles gegebene eine bevorzugte. Wir fanden für $\varphi = 60^0$ am Natrium bei $\lambda = 405\,\mu\mu$ ein Verhältnis $\eta \,\|\, / \,\eta \perp = 2{,}5$, am Rubidium für 436 $\mu\mu$ $\eta \,\|\, / \,\eta \perp = 6$, und wir konnten hier auch den Abfall bei Annäherung an die Grenze des kritischen Gebietes feststellen, so wie es an der KNa-Legierung in der Fig. 2 des § 7 dargestellt ist. Daß die Herren Elster und Geitel an rauhen Oberflächen den Polarisationseffekt nicht deutlich nachweisen konnten[1], dürfte sich ungezwungen dadurch erklären, daß in dem von ihnen

[1]) Wied. Ann. 52, 444, 1894.

benutzten spektral unzerlegten Lichte nur ein Bruchteil der Lichtenergie dem kritischen Gebiet angehört hat.

§ 17. Zusammenfassung. Die Ergebnisse unserer Versuche sind kurz die folgenden: Bei den Alkalimetallen existieren „kritische“ Wellenlängengebiete, in denen der lichtelektrische Strom durch eine senkrecht zur Metalloberfläche schwingende Komponente des elektrischen Vektors eine jäh ansteigende Vergrößerung erfährt. Es ist dabei grundsätzlich gleichgültig, ob die Oberfläche flüssig und optisch spiegelnd oder kristallinisch rauh ist. Die Maxima der „kritischen Gebiete“ liegen angenähert für

Rubidium . . . . bei $\lambda = 480\,\mu\mu$,
Kalium . . . . „ $\lambda = 440\,\mu\mu$,
Natrium . . . . „ $\lambda = 320\,\mu\mu$.

Das Maximum an einer KNa-Legierung mit 69,4 Proz. K liegt bei etwa $390\,\mu\mu$ und ist so scharf, daß es nicht von einer Überlagerung des K- und des Na-Maximums herrühren kann. Ferner zeigen K und Na in ihren Quecksilberlegierungen kein kritisches Wellenlängengebiet, und die beiden letzten Tatsachen möchten wir dahin deuten, daß wir in den kritischen Gebieten Resonanzphänomene vor uns haben, die mit der molekularen Bindung der Alkaliatome in Zusammenhang stehen. — Weitere Versuche über die kritischen Wellenlängengebiete sind im Gange.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität, März 1910.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

12. Jahrg. 30. April 1910. Nr. 8.

Über die Anregbarkeit von Entladungsröhren mit Glühkathode und ihre Verwendbarkeit für die drahtlose Telegraphie;

von J. Würschmidt.

Auf Anregung von Herrn Prof. Dr. E. WIEDEMANN hatte ich beabsichtigt, Untersuchungen über Spektra leuchtender Gase in Entladungsröhren anzustellen im Anschluß an den von E. WIEDEMANN[1]) im Jahre 1880 aufgestellten Satz: „Damit in dem durch elektrische Entladungen erzeugten Spektrum eines Gases bestimmte Veränderungen der Qualität und Quantität nach auftreten, müssen von denselben an jedes Molekül gleiche Energiemengen abgegeben werden, die innerhalb ziemlich weiter Grenzen von dem Druck des Gases und der Weite der Röhre unabhängig sind.“ Angeknüpft sollte werden an die von H. GEIGER[2]) beobachtete Tatsache, daß im allgemeinen im Stickstoffspektrum die Intensität der Banden proportional der Stromstärke ist, daß jedoch die Banden im Gelb hiervon eine Ausnahme bilden, wodurch bei wachsender Stromstärke ein Umschlag in der Farbe

[1]) E. WIEDEMANN, Wied. Ann. 10, 257, 1880.
[2]) H. GEIGER, Ann. d. Phys. (4) 22, 976, 1907.

eintritt in dem Sinne, daß sich das Helligkeitsmaximum nicht nach dem brechbareren, sondern nach dem weniger brechbaren Ende des Spektrums verschiebt.

Mit Vorarbeiten hierzu beschäftigt, wurde jedoch meine Aufmerksamkeit auf einige andere Erscheinungen gelenkt, die mich veranlaßten, die Untersuchung der Spektra zunächst zurückzustellen und jenen nachzugehen.

Um zu tiefen Drucken und hohen Stromstärken zu gelangen, wurden Wehneltkathoden angewandt, bei deren Verwendung schon eine geringe Spannung zum Einsetzen einer Gasentladung genügt. Die Entladungsröhren waren 40 cm lang und 4 cm weit; als Kathode diente ein mit Calciumoxyd bedecktes Platinblech, als Anode ein Aluminiumdraht, später ein Eisendraht von 5 mm Durchmesser. Der Heizstrom der Kathode betrug etwa 9 Amp.; bei passend gewählten Dimensionen des Bleches oder auch eines Pt-Drahtes genügte auch schon ein Strom von 3 bis 4 Amp. Der Hauptstromkreis wurde mit 440, 220 oder 110 Volt betrieben; dem Entladungsrohr war eine Anzahl Glühlampen als Vorschaltwiderstand parallel geschaltet, damit auch bei sehr kleinem Spannungsabfall im Entladungsrohr die Stromstärke nicht über eine bestimmte Grenze hinaus ansteigt. Als Luftpumpe wurde zuerst eine Gaedepumpe, dann, um den Druck besser als mit der hierfür zu schnell arbeitenden Gaedepumpe regulieren zu können, eine automatische Fallquecksilberluftpumpe benutzt; zur Druckmessung diente ein MAC LEODsches Manometer.

Bei einer angelegten Spannung von 440 Volt setzt bei einem Druck von 1,5 mm eine schwache Entladung ein, die das gleiche Aussehen zeigt, wie eine durch die Hochspannungsbatterie ohne Glühkathode bewirkte; zunächst tritt das rötliche Anodenlicht auf, bei weiterer Druckverminderung die positiven Schichten. Bei etwa 0,75 mm Druck setzt plötzlich eine sehr helle Entladung ein, wobei die Stromstärke 3 Amp. beträgt. Bei tieferen Drucken steigt die Stromstärke bei den von mir verwendeten Entladungsröhren und Platinblechen noch bis 5 Amp.; hierbei brannte jedoch stets die Kathode durch. Die maximale Stromstärke, die, wenn das Entladungsrohr ausgeschaltet und der Stromkreis kurz geschlossen war, infolge der Glühlampenwiderstände möglich war, betrug 6,7 Amp.

Im wesentlichen die gleichen Erscheinungen treten bei Verwendung von 220 oder 110 Volt Spannung auf. Der Druck, bei dem die starke Entladung einsetzt, beträgt jedoch bei 220 Volt 0,1 mm, bei 110 Volt etwa 0,03 mm, entsprechend dem bei tieferen Drucken kleineren Potentialgradienten.

Da bekanntlich, damit eine Entladung in einem Entladungsrohr einsetzen kann, eine höhere Potentialdifferenz erforderlich ist, als zum Unterhalten der bereits bestehenden Entladung, so kann man in unserem Falle leicht die Entladung herbeiführen dadurch, daß man zunächst die Entladung einer Influenzmaschine oder eines Induktoriums durch das Rohr gehen läßt und dann rasch die niedrige Spannung anlegt. Im folgenden soll jedoch gezeigt werden, daß diese Methode des „Anzündens" [1]) nicht notwendig ist und wir auf verschiedene Weise die zum Einsetzen der Entladung nötige Ionisation des Gases hervorrufen können.

I. Einfluß eines bewegten geladenen Körpers.

Es zeigte sich zunächst, daß das Einsetzen der Entladung wesentlich erleichtert wird, wenn man das Entladungsrohr mit der Hand berührt, noch mehr, wenn man in einiger Entfernung einen Glas- oder Ebonitstab reibt oder den geriebenen Stab dem Rohre nähert und entfernt. Diese Erscheinung, die einer von den Herren Konen und Jungjohann [2]) beobachteten entspricht, ist nach Herrn Prof. Wiedemann bereits früher an Entladungsröhren beobachtet und wohl auch publiziert worden [3]). Sie beruht jedoch keineswegs auf rein elektrostatischen Wirkungen, wie aus dem Folgenden hervorgeht. Nähert man nämlich den geriebenen Glasstab sehr langsam, so tritt keine Wirkung auf, selbst wenn er dem Rohre bis zur Berührung nahe kommt. Zur genaueren Prüfung dieser Tatsache wurde der Glasstab an einer über eine Rolle laufenden Schnur befestigt und konnte dem Rohre von oben so langsam als möglich genähert werden. Erst bei rascherer Bewegung sprach das Entladungsrohr an. Das nämliche ergab sich, wenn an Stelle des Glasstabes eine mittels einer Influenzmaschine geladene isolierte Metallkugel dem Rohre langsam oder

---

[1]) Vgl. E. Wiedemann u. H. Ebert, Wied. Ann. 49, 22, 1893.

[2]) Verh. d. D. Phys. Ges. 12, 148, 1910.

[3]) Vgl. Nachtrag.

schnell genähert und von ihm entfernt wurde. Wurde der Glasstab schnell bewegt oder gerieben, so war die Wirkung in einer Entfernung von über $^1/_2$ m vorhanden. Beim Berühren mit der Hand sprach das Rohr nicht jedesmal an, jedoch, wenn die Hand längs des Rohres bewegt wurde. Es genügt also nicht das bloße Vorhandensein eines elektrischen Feldes, sondern es müssen Änderungen in demselben vor sich gehen, um die Entladung auszulösen.

II. Einfluß elektrischer Wellen.

Es lag deshalb nahe, eine Einwirkung von elektrischen Wellen auf das Entladungsrohr zu prüfen. (Für alle folgenden Versuche wurde der Vorschaltwiderstand so gewählt, daß die starke Entladung nicht über 1 Amp. betrug, um ein Durchbrennen der Kathode, ein Schmelzen der Anode, ein Steigen des Druckes bei länger durchgehender Entladung möglichst zu vermeiden.) In der Nähe des Entladungsrohres wurde eine Funkenstrecke aufgestellt, die entweder mit einer TÖPLERschen Influenzmaschine oder mit einem Induktorium betrieben wurde. Sowie ein kräftiger Funke überging, setzte bei höheren Drucken eine schwache Entladung ein, die so lange andauerte, als die Funkenstrecke eingeschaltet war. Bei tieferen Drucken jedoch (0,1 mm bei 220 Volt) bildet sich sofort die lichtstarke Entladung aus, die dauernd bestehen bleibt. Der Abstand des Entladungsrohres von der Funkenstrecke betrug hierbei 27 cm, die Funkenstrecke 9 mm.

Es soll im folgenden der Einfluß elektrischer Wellen auf elektrische Entladungen bzw. die Verwendung eines Entladungsrohres als Anzeiger für elektrische Wellen etwas eingehender untersucht werden. Das Prinzip, nach dem Entladungsröhren von einigen zu diesem Zweck benutzt wurden, war das, daß man die Oszillationen eines HERTZschen Oszillators in dem verdünnten Gas vor sich gehen ließ und hierdurch die leuchtende Entladung einleitete; dies war bei den Versuchen von DRAGOUMIS[1]), L. ZEHNDER[2]), C. TISSOT[3]) und A. RIGHI[4]) der Fall. A. WEHNELT[5])

---

[1]) DRAGOUMIS, Nature 39, 548, 1889.

[2]) L. ZEHNDER, Wied. Ann. 47, 77, 1892.

[3]) C. TISSOT, Elektrot. ZS. 29, 172, 1908.

[4]) A. RIGHI, Linc. Rend. 1897.

[5]) A. WEHNELT, Sitzber. d. phys.-med. Soz. Erlangen 37, 269; vgl. auch J. A. FLEMING, Proc. Roy. Soc. 74, 476, 1905; Ann. d. Phys. (4) 19, 153, 1906.

benutzte die Eigenschaft eines mit Glühkathode versehenen Entladungsrohres, von Wechselströmen, also auch von elektrischen Wellen, stets nur die einen Phasen durchzulassen; L. BOLTZMANN [1]) verwendet zum Nachweis ein Elektrometer, das seine Ladung durch das verdünnte Gas hindurch abgibt, sobald dieses durch die auftreffenden Wellen leitend geworden ist. Versuche, bei denen unter dem Einfluß elektrischer Wellen leuchtende Entladungen auftraten, jedoch keine weiteren Elektroden verwandt wurden, die an einen Empfangsschwingungskreis, wie bei ZEHNDER und der obigen RIGHIschen Anordnung, angeschlossen waren, wurden von A. RIGHI [2]) angestellt. Er beobachtete ein plötzliches Anwachsen der Stromstärke und eine schwach leuchtende Entladung, sobald die Röhre von elektrischen Schwingungen getroffen wird. Wenn die Funken aufhören, verhält sich die Röhre wieder wie ursprünglich. Die Erscheinung ist somit die gleiche wie die oben erwähnte, bei hohen Drucken beobachtete.

1. Die Untersuchung des Vorganges.

Die große Empfindlichkeit der Entladungsröhren mit Glühkathoden gegenüber elektrischen Wellen ist auf das Zusammenwirken beider Umstände, der Glühkathode und der auftreffenden Wellen, zurückzuführen.

Durch die glühende Kathode wird bekanntlich eine große Zahl negativer Ionen erzeugt, die das Einzetzen einer leuchtenden Entladung begünstigen. Dies beweist folgender Versuch. Es wurde die Funkenstrecke dem Entladungsrohr auf einige Centimeter genähert. An das Rohr war keine Spannung angelegt. Solange die Kathode kalt war, konnte man nur eine ganz schwache leuchtende Entladung bemerken, sobald sie aber auch nur zu schwach rot glühte, traten deutlich sichtbare, wenn auch noch schwache Entladungen auf. Die Erscheinungen waren deutlicher sichtbar, wenn das Entladungsrohr in der Nähe des Endkondensators eines LECHERschen Drahtsystems in der Anordnung von E. WIEDEMANN und H. EBERT [3]) aufgestellt wurde. Hierbei wurde

---

[1]) L. BOLTZMANN, Wied. Ann. 40, 399, 1890.
[2]) A. RIGHI, Rend. Acad. Bologna 1898, S. 197.
[3]) E. WIEDEMANN und H. EBERT, Wied. Ann. 48, 550, 1893; 50, 1, 1893.

*

das gleiche Entladungsrohr wie früher benutzt, jedoch an die Elektroden keine Spannung angelegt, so daß wir die gleichen Erscheinungen wie an einem elektrodenlosen Rohre erhalten. Die Intensität der Wellen wurde durch Verschieben der Brücke so reguliert, daß das Rohr ohne angelegte Spannung und ohne Glühen des Pt-Bleches gerade nicht mehr ansprach. Beim Glühen des Bleches tritt dann sofort das Leuchten des Rohres in deutlich sichtbarer Weise ein. Wenn also die Energie der elektrischen Schwingungen nicht ausreicht, dem verdünnten Gas die zum Einsetzen der leuchtenden Entladungen nötige Ionisation zu erteilen, so wird dies bei gleichzeitiger Gegenwart des glühenden mit Metalloxyd bedeckten Bleches erreicht.

Bei Verwendung eines mit Elektroden versehenen Entladungsrohres, statt eines elektrodenlosen, muß untersucht werden, ob wir tatsächlich nur eine Wirkung der elektrischen Wellen direkt auf das verdünnte Gas vor uns haben, oder ob auch eine Einwirkung der beiden Leitungen aufeinander stattfindet, so daß also erst die Elektroden dem Gas die durch die Wellen in der Zuleitung bewirkten Oszillationen zuführen.

Um zu vermeiden, daß die Leitungen beider Kreise an irgend einer Stelle zu nahe aneinander lagen und sie Induktionswirkungen aufeinander ausüben konnten, wurde das Induktorium außerhalb des Instituts aufgestellt; die Erdleitung an einem im Freien befindlichen Wasserleitungsrohr angebracht, und die zur Funkenstrecke führenden Drähte durch das Fenster in das Zimmer, in dem das Entladungsrohr sich befand, geführt. Auch in diesem Fall war die Wirkung vorhanden. Vertauscht man die —220 Volt-mit der +220 Volt-Leitung, so daß also die Kathode des Entladungsrohres geerdet ist, so ändert sich die Erscheinung nicht. Das Entladungsrohr braucht überhaupt nicht geerdet zu sein, wovon ich mich durch Versuche mit der Spannung von 110 Volt, bei der kein Pol mit der Erde verbunden war, überzeugte.

Ferner näherte ich die Funkenstrecke den Zuleitungsdrähten des Entladungsstromkreises fast bis zur Berührung, ohne eine Wirkung zu erhalten. Erst wenn auf diese Drähte von den Kugeln der Funkenstrecke Funken überschlugen, setzte die Entladung ein. Auch parallelgespannte Drähte der beiden Strom-

kreise üben keine Wirkung aus; ebenso wenn man in jeden Stromkreis eine Spule einschaltet und die eine Spule durch Hineinstecken in die andere auf diese induzierend wirken läßt. Die längs der Leitung bis zur Elektrode hin auftretenden Oszillationen konnten den Entladungsvorgang durch das Gas nicht auslösen.

Aus diesen Versuchen geht hervor, daß die Einwirkung der elektrischen Wellen direkt auf das verdünnte Gas und nicht auf den Zuleitungsstromkreis stattfindet.

2. Veränderungen im Senderkreis.

Im folgenden soll der Einfluß von Veränderungen im Senderkreis untersucht und die günstigsten Bedingungen für das infolge der auftreffenden Wellen bedingte Eintreten der leuchtenden Entladung ermittelt werden.

Die angelegte Spannung ist stets 220 Volt; der Druck, bei dem das Rohr am leichtesten anspricht, und bei dem die folgenden Versuche ausgeführt wurden, ist 0,12 mm. Die folgende Versuchsreihe gibt die Abhängigkeit der größten Entfernung *e*, bei der das Rohr noch anspricht, von der Schlagweite der Funkenstrecke *s*.

Tabelle 1.

s [mm]	*e* [cm]	*s*	*e*	*s*	*e*
0,6	4,0	4,0	12,4	8,0	20,0
0,8	5,3	4,5	14,0	8,5	20,8
1,0	5,7	5,0	15,8	9,0	21,3
1,5	6,0	5,5	16,8	9,5	22,0
2,0	8,4	6,0	17,7	10,0	22,5
2,5	9,7	6,5	18,3	11	24,3
3,0	11,3	7,0	18,9	12	30,0 [1]
3,5	12,0	7,5	19,3	13	32,0

Die maximale Entfernung nimmt somit nahezu proportional der Schlagweite der Funkenstrecke, bei größeren Schlagweiten jedoch etwas langsamer zu; den gleichen Verlauf zeigt die

[1]) Von hier ab setzt die Entladung erst nach einiger Zeit ein; der Funke beginnt in unregelmäßigen Zwischenräumen überzugehen.

Spannung als Funktion der Schlagweite[1]); also ist die maximale Entfernung, in der das Entladungsrohr auf die elektrischen Wellen reagiert, proportional der Spannung.

Tabelle 2.

s	*e*	*s*	*e*	*s*	*e*
0,5	6	3,0	35	6,0	235
1,0	12	3,5	43,5	8,0	270
1,5	16	4,0	48	10,0 }	300
2,0	22	4,5	141	11,0 }	
2,5	27	5,0	200		

Leitet man jedoch einen Pol der Funkenstrecke zur Erde ab, so erhält man folgende Werte.

Hierbei wächst e zunächst proportional mit s, steigt dann plötzlich sehr rasch an, um dann wieder nahezu proportional mit s zu wachsen. Das qualitativ gleiche Resultat findet sich, wenn man statt des Induktoriums die Influenzmaschine verwendet, wie aus folgender Tabelle ersichtlich ist.

Tabelle 3.

s	*e*	*s*	*e*	*s*	*e*
0,2	2,5	2,4	14,9	5,6	19,7
0,4	3,8	2,7	15,5	6,1	20,5
0,6	6,0	3,0	16,1	6,6	29,0
0,9	8,5	3.3	16,6	7,6	33,5
1,2	10,5	3,6	17,1	8,6	63
1,5	12,3	4,1	17,8	9,6	250
1,8	13,5	4,6	18,4	10,6	300 etwa
2,1	14,3	5,1	19,0		

Die Erdleitung hatte hierbei, um den Sender (Induktorium und Funkenstrecke) bequem bewegen zu können, eine Länge von mehreren Metern. Es treten auf derselben stehende Wellen auf, die die Schwingungen des übrigen Kreises in einer nicht zu übersehenden Weise stören können[2]).

---

[1]) J. Zenneck, Elektrom. Schwingungen u. drahtlose Telegraphie, S. 1010.
[2]) J. Zenneck, a. a. O., S. 702.

Derartige Störungen treten jedoch nicht auf, wenn man in den Senderkreis eine große Kapazität, etwa eine Leidener Flasche einschaltet; dann hatte die Erdleitung nur die Wirkung, daß sie die Wirkung, d. h. die mögliche maximale Entfernung der beiden Systeme bedeutend vergrößerte.

Bei einer Kapazität von 0,005 Mikrofarad, die nach bekannter Methode bestimmt wurde, ergaben sich z. B. die Werte der Tabelle 4.

Tabelle 4.

s	*e*	*s*	*e*	*s*	*e*
0,1	13	1,0	108	2,8	260
0,2	18,5	1,2	142	3,0	283
0,3	29	1,4	154	3,2	295
0,4	40,5	1,6	172	3,4	315
0,5	50	1,8	191	3,8	320 [1]
0,6	59	2,0	200	4,3	335
0,7	70	2,2	225	4,8	370
0,8	79,5	2,4	237	5,2	410
0,9	94	2,6	249		

Eine Wiederholung der Versuchsreihe zur Prüfung der Genauigkeit ergab die gut übereinstimmenden Werte der Tabelle 5.

Tabelle 5.

s	*e*	*s*	*e*	*s*	*e*
0,12	14	0,66	75	1,66	180
0,21	21	0,86	94	1,86	193
0,31	30	1,06	131	2,06	203
0,41	42	1,26	160	2,26	211
0,51	55	1,46	170	4,00	387

Schaltet man zwei Leidener Flaschen parallel, deren Kapazität je 0,005 Mikrofarad beträgt, so ergeben sich die Werte der Tabelle 6.

Bei dieser Versuchsreihe wurde auf die Entfernung *e* zuerst eingestellt und dann die Funkenstrecke so lange vergrößert, bis das Entladungsrohr ansprach.

[1]) Von hier ab ist die Bestimmung der Entfernungen ungenau.

Tabelle 6.

s	e	s	e	s	e
0,22	25	0,48	150	0,98	400
0,26	50	0,53	200	1,08	500
0,30	75	0,73	250	1,16	600
0,33	100	0,78	300	1,68	900

Um den Einfluß der Erdleitung genauer zu untersuchen, wurde bei den verschiedensten Kapazitäten im Senderkreis die Erdleitung variiert. Bei Verwendung großer Kapazitäten, wie oben, zeigte sich, daß eine Verkürzung der Erdleitung eine Verschlechterung der Wirkung zur Folge hatte. Es wurde jetzt in die Erdleitung eine Spule gelegt, deren Länge (und damit Selbstinduktion) variiert werden konnte [1]).

Bei verschiedenen Kapazitäten (0,002, 0,005, 0,014 und 0,02 Mikrofarad) war die Wirkung der Spule stets die, daß das Einschalten derselben die Entladung hervorbrachte; verwendete man Plattenkondensatoren, deren Kapazität etwa 10^4 mal kleiner war, so war die Wirkung nicht, oder in nicht so hohem Maße vorhanden.

Zahlreiche hierüber angestellte Versuchsreihen legten die Frage nahe, ob die Entladungsröhre etwa auf Schwingungen bestimmter Frequenz besonders empfindlich sei. Versuche jedoch, bei denen im Senderkreis Kapazität und Selbstinduktion (nicht in der Erdleitung) lag und damit die Frequenz so viel als möglich variiert wurde, ergaben, daß dies nicht der Fall ist.

Alle diese Versuche, die mit der Influenzmaschine ausgeführt waren, wurden auch mit dem Induktorium angestellt; um etwaige Wirkungen der vom Induktorium zum Stromkreis führenden Drähte auszuschalten, wurden Wasserwiderstände eingeschaltet. Dieselben änderten jedoch nichts.

Einen ähnlichen Einfluß wie die Erdleitung hat ein mit dem nicht geerdeten Pol der Funkenstrecke verbundener vertikal stehender Luftdraht von 1 bis 2 m Länge. Mit Hilfe einer derartigen Antenne gelingt es, die Entladung auf relativ große

[1]) G. Seibt, Phys. ZS. 4, 99, 1902.

Entfernungen (10 bis 12 m) bei nicht sehr intensiven Funken hervorzurufen.

Schalten wir in den Senderstromkreis eine Spule und lassen diese induzierend auf eine zweite Spule wirken, an der ein freier Draht befestigt ist, und nähern wir denselben dem Entladungsrohr, so spricht es an; die Funkenstrecke ist hierbei so klein, daß das Rohr bei dem gewählten Abstande sicher nicht anspricht. Machen wir die Koppelung der beiden Spulen loser, so müssen wir den freien Draht einigemal um das Entladungsrohr herumführen, um eine sichere Wirkung zu bekommen. Steigert man nun die Zahl der um das Rohr geführten Windungen, so kann man den Abstand der beiden Spulen immer mehr vergrößern und doch noch ein Ansprechen hervorrufen. Am günstigsten wird die Wirkung bei dieser Anordnung, wenn man an dem nicht geerdeten Pol der Funkenstrecke eine Antenne befestigt und ebenso an der um das Entladungsrohr gelegten Spule eine gleich lange Antenne. Selbst bei äußerst kleinen Funkenstrecken erhalten wir noch ein sofortiges Ansprechen. Schalten wir die eine oder andere oder beide Antennen aus, so bleibt die Wirkung aus.

Eine direkt mit dem Entladungsstromkreis verbundene Antenne hat keine Wirkung, wie zu erwarten ist; vielmehr muß, wie bei den obigen Versuchen, der Senderkreis entweder direkt auf das Entladungsrohr wirken, oder in einem dasselbe umgebenden Schwingungskreis Oszillationen hervorrufen, welche ihrerseits das Eintreten der Entladung veranlassen.

Auch die von einer Entladungsröhre ausgehenden Wellen können die Entladung hervorrufen. Es wurde dies mit Entladungsröhren, die verschieden weit evakuiert waren, erprobt. Jedoch ist die wirksame Entfernung nicht größer als etwa 1 m. Am besten ist die Wirkung, wenn die beiden Entladungsröhren parallel zueinander stehen. Bei gekreuzter Stellung ist in gleicher Entfernung keine Wirkung vorhanden, bei der Drehung tritt sie wieder auf.

Die von einem gewöhnlichen Wechselstrom ausgehenden Wellen genügen nicht, die Entladung einzuleiten, selbst dann nicht, wenn der Strom in einer Spule um das Entladungsrohr herumgeführt wird. Nur bei Öffnen und Schließen des Wechselstroms, besonders bei ersterem, tritt die Wirkung ein. Ebenso

ist es, wenn man mittels eines Transformators den Wechselstrom auf höhere Spannung transformiert; auch hier tritt nur bei Öffnen und Schließen des Primärstroms oder des um die Röhre geleiteten Sekundärstroms die Entladung ein.

Aus den Versuchen geht hervor, daß ein Entladungsrohr mit Glühkathode in den angegebenen und ähnlichen Anordnungen sehr gut geeignet ist, als Indikator für elektrische Wellen zu dienen. Der auftretende starke Strom läßt sich zugleich leicht dazu verwenden, etwa durch einen Elektromagneten sofort wieder eine Unterbrechung herbeizuführen.

Nachdem wir gesehen haben, daß die durch elektrische Wellen bewirkte Ionisation des Gases ausreichend ist, die Entladung einzuleiten, entsteht die Frage, ob auch die Wirkung anderer Ionisatoren dazu hinreicht. Die folgenden Abschnitte werden hierüber Auskunft geben.

III. Einfluß anderer Ionisatoren.

1. Um die Frage zu entscheiden, ob auch das Licht bei unseren Röhren imstande ist, die Entladung herbeizuführen, wurde das Licht einer mit 10 bis 12 Amp. betriebenen, etwa $1^1/_2$ m vom Entladungsrohr entfernt aufgestellten Bogenlampe mittels einer Sammellinse auf das Entladungsrohr, und zwar auf die Anode oder den Raum der positiven Schichten konzentriert; nach 1 bis 2 Sekunden trat die Entladung ein. Dies geschah nicht nur im Moment des Einschaltens der Lampe, sondern auch bei konstant brennender Lampe, sobald ein zwischengestellter Schirm entfernt wurde. Daß die Herren KONEN und JUNGJOHANN[1]) mit Hilfe der Bogenlampe kein Ansprechen ihres Entladungsrohres fanden, liegt wohl daran, daß sie keine glühende Kathode anwandten; infolgedessen war der Gleichgewichtszustand des Gases nicht so labil, daß die durch die Belichtung hervorgerufene Ionisation genügt hätte, die leuchtende Entladung hervorzurufen. Übrigens hat bereits Herr REIGER[2]) bei Verwendung des LECHERschen Drahtsystems die Beobachtung gemacht, daß in elektrodenlosen Röhren durch Belichtung mit

[1]) a. a. O.

[2]) Ann. d. Phys. 17, 939, 1905.

einer Glühlampe oder mit diffusem Sonnenlicht eine leuchtende Entladung eintrat.

2. Auch die Bestrahlung des Rohres mit Röntgenstrahlen wirkte auslösend, jedoch nur in $^1/_2$ m Entfernung. Um mich zu überzeugen, daß nicht etwa die von dem die Röntgenröhre betreibenden Induktorium ausgehenden elektrischen Wellen die Ursache des Ansprechens waren, blendete ich die Röntgenstrahlen durch einen Metallschirm ab und erhielt erst nach Entfernung desselben die Wirkung. Elektrische Wellen dagegen hätte der gleiche Schirm nicht zurückgehalten, da seine Dimensionen hierzu nicht groß genug waren.

3. Die Annäherung eines relativ schwachen Radiumpräparates an das Entladungsrohr hatte zunächst keine Wirkung, wohl da dessen Strahlung zu schwach war, die Glaswand des Rohres zu durchdringen. Daß aber dennoch die Bestrahlung mit Radiumstrahlen dazu dienen kann, eine leuchtende Entladung hervorzurufen, ergibt sich aus folgendem Versuch. Es wurde bei Verwendung des LECHERschen Drahtsystems [1]) wieder die Brücke so eingestellt, daß die Entladung in dem elektrodenlosen Rohr gerade nicht mehr einsetzt; wurde dann das Radiumpräparat genähert, so trat sie nach 1 bis 2 Sekunden auf; nicht nur, wenn dasselbe zwischen den Platten des Endkondensators sich befand, sondern auch wenn es außerhalb desselben an das Entladungsrohr gebracht wurde.

Die Resultate der vorliegenden Arbeit lassen sich dahin zusammenfassen, daß ein mit Glühkathode versehenes Entladungsrohr durch Änderungen eines äußeren elektrischen Feldes, durch elektrische Wellen und durch Ionisatoren wie Lichtstrahlen, Röntgenstrahlen und Radiumstrahlen zum Ansprechen gebracht werden kann. Zugleich ist die hierbei auftretende hell leuchtende Entladung sehr geeignet, das Auftreten elektrischer Wellen in wirkungsvoller Weise zu demonstrieren und somit als Wellenindikator zu dienen.

---

[1]) Siehe oben.

Erlangen, 22. März 1910.

*

Nachtrag bei der Korrektur.

Bei der Korrektur der vorliegenden Arbeit wurde ich von Herrn Prof. Dr. A. WEHNELT auf eine in den „Sitzungsber. d. Ges. zur Bef. der ges. Naturw. zu Marburg“ 1906, S. 178 mitgeteilte Arbeit aufmerksam gemacht, in der die von den Herren K. BANGERT und K. GOES unter der Leitung der Herren F. A. SCHULZE und K. STUCHTEY an Wehneltröhren angestellten Versuche mitgeteilt sind.

Nach diesen ergab die Annäherung bzw. Entfernung elektrisch geladener Körper ebenfalls in gewissen Fällen eine auslösende Wirkung auf die Entladung; die Auslösung erfolgt bei ihnen nur bei Nähern eines positiv geladenen Körpers oder bei Entfernen eines negativ geladen Körpers, während Nähern eines negativ und Entfernen eines positiv geladenen Körpers eine hemmende Wirkung hervorbrachte; bei meinen oben beschriebenen Versuchen trat jedoch in jedem Falle die auslösende Wirkung auf.

Bei einer Nachprüfung fand ich, daß die von den genannten Herren beobachtete verschiedene Wirkung stets dann eintritt, wenn entweder infolge hohen Druckes oder bei schwach glühender Kathode nur die S. 362 erwähnte schwache Entladung einsetzt; ist jedoch Druck und Glühzustand der Kathode so reguliert, daß die starke Entladung (0,5 bis 1 Amp.) eintreten muß, so ergeben sich keine Unterschiede.

Auch die von Herrn GOES mit der Influenzmaschine angestellten Versuche bestätigten sich für die schwache Entladungsform, bei der starken Entladung dagegen gilt das S. 367 ff. Mitgeteilte.

Für die Erscheinungen dürften die verschiedenen Geschwindigkeiten der positiven und negativen Elektronen, sowie die verschiedene Zahl der negativen Elektronen bei verschiedenen Glühzuständen unter sonst gleichen Umständen maßgebend sein.

Die angegebene auslöschende Wirkung eines Magnetfeldes bestätigte sich sowohl für die schwache als auch die starke Entladungsform. Vgl. hierzu u. a. E. WIEDEMANN, Wied. Ann. 20, 779, 1880 und H. EBERT und E. WIEDEMANN, Wied. Ann. 62, 185, 1897.

Herr F. A. SCHULZE[1]) teilt ferner noch Versuche von Herrn GOES darüber mit, ob die Röhren bei einer ganz bestimmten Schwingungsfrequenz am besten ansprechen; nach meinen Versuchen ist dies nicht der Fall, wohl aber läßt sich eine gute Wirkung erzielen, wenn man den Sender zunächst auf ein darauf abgestimmtes System und erst dieses auf die Röhre wirken läßt; vgl. oben S. 371; dies entspricht auch der a. a. O. S. 174 von Herrn SCHULZE angegebenen Anordnung.

---

[1]) F. A. SCHULZE, Sitzungsber. d. Ges. z. Bef. d. ges. Naturw. zu Marburg 1907, S. 171.

Über einen besondern Typus diskontinuierlicher Emissionsspektra fester Körper;

von E. Goldstein.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 18. März 1910.)

(Vgl. oben S. 300.)

Wie ich bereits bei anderer Gelegenheit mitteilte[1]), können feste oder durch Abkühlung zum Erstarren gebrachte flüssige aromatische Verbindungen bei tiefen Temperaturen unter dem Einfluß der Kathodenstrahlen im allgemeinen drei ganz verschiedene Leuchtspektra zeigen. Die drei Spektra derselben Substanz bezeichne ich als Vorspektrum, Hauptspektrum und Lösungsspektrum. Sie beginnen sämtlich im tiefen Rot. Die Hauptspektra brechen im sichtbaren Teil spätestens bei λ 460 ab, die beiden andern Spektra sind daselbst länger. Über die ultravioletten Anteile soll besonders berichtet werden.

Das Vorspektrum ist am hellsten in den ersten Augenblicken der Bestrahlung. Bei fortgesetzter Bestrahlung erblaßt es stark, und das für die einzelne Substanz besonders charakteristische Hauptspektrum[2]) tritt auf. Das Lösungsspektrum zeigt sich, wenn eine Substanz in anderen Medien gelöst und die Lösung (bzw. Schmelze) in erstarrtem Zustande bestrahlt wird. Sein Leuchten überdauert vielfach die erregende Bestrahlung in großer Helligkeit erhebliche Zeit. Die Hauptspektra erlöschen merklich zugleich mit der Bestrahlung.

Sehr charakteristische, von dem Vorspektrum und dem Hauptspektrum der Substanz ganz verschiedene diskontinuierliche Lösungsspektra erhält man von zwei- und mehrkernigen, besonders von „kondensierten" aromatischen Substanzen (Naphthalin-,

---

[1]) Vortrag vor der British Association in Winnipeg am 28. Aug. 1909, abgedruckt in Report of the British Association Meeting for 1909, Referat in Phys. ZS. 10, 773, 1909.

[2]) Von den früher (Verh. d. D. Phys. Ges. 4, 156, 185, 1904) von mir beschriebenen Spektren aromatischer Körper gehören zu den Hauptspektren z. B. die Spektra der Xylole, das Achtstreifenspektrum des Naphtalins, die Spektra der Methylnaphtaline, auch der übrigen Naphtalinderivate u. a. m.

Chinolin-, Anthracengruppe usw.). Beispiele von Lösungsspektren habe ich in dem zitierten Vortrag angeführt. Als Lösungsmittel eignen sich u. a. besonders Chlorbenzol, benzoesaures Methyl, Toluol, die Xylole, Pyridin, Anilin usw., weniger gut Körper der Fettreihe, z. B. Äthylalkohol, Äther, Chloroform, Tetrachlorkohlenstoff. Den Lösungsspektren entspricht verschiedenfarbige Gesamtemission der gemischten Substanzen, Grün, Grüngelb, Blau usw. Die Lösungsspektra selbst haben sehr verschiedenen Habitus, und die Verteilung ihrer Einzelbanden zeigt vielfach keine erkennbare Regelmäßigkeit.

Bisweilen erscheinen Vorspektrum oder Lösungsspektrum einer Substanz kontinuierlich. In der einkernigen aromatischen Gruppe, also bei den unmittelbaren Derivaten des Benzols, sind die Vorspektra sehr häufig diskontinuierlich. Dabei tritt meist ein ganz bestimmter, aus sechs Bandengruppen bestehender Spektraltypus auf, der durch gleichartigen Bau der sechs Gruppen und ihre nahe gleichmäßige Verteilung über das sichtbare Spektrum den Eindruck besonderer Regelmäßigkeit macht. Jede der sechs Gruppen pflegt aus drei bis vier Banden von unter sich verschiedener Breite und Helligkeit zu bestehen, die aber nach Breite, Helligkeit und Abständen in jeder der sechs Gruppen in gleicher Weise wiederkehren. Solche Sechsgruppenspektra zeigen bei tiefen Temperaturen (Kühlung durch flüssige Luft) als Vorspektra z. B. die Metatoluylsäure, die Mesitylensäure [1]), Toluol, die Chlortoluole und viele andere Körper der einkernigen Gruppe. Dagegen erscheinen in der nämlichen Gruppe die Lösungsspektra kontinuierlich (z. B. bei Lösung einkerniger Säuren und Aminobasen), oder sie stimmen in ihrem Bau mit den Hauptspektren ganz überein, wie z. B. die gelösten Kohlenwasserstoffe. Eine besondere Stellung nehmen in der Gruppe aber die Aldehyde und Ketone ein, worüber im folgenden eingehender berichtet werden soll.

---

[1]) Die nach Violett gekehrten Kanten der hellsten Bande in jeder der sechs Gruppen haben für Metatoluylsäure die Wellenlängen:

394—426—460—497—540—etwa 590;

für die Mesitylensäure sind die entsprechenden Wellenlängen:

400—435—470—510—545—etwa 590.

Für Orange und Rot sind die Messungen im prismatischen Spektrum natürlich am unsichersten.

Vorspektra vom Sechsgruppentypus, für jede Substanz in anderen Wellenlängen, besitzen u. a. auch die drei isomeren Dimethylbenzole (Metaxylol, Orthoxylol und Paraxylol). Sie leuchten in den ersten Augenblicken mit mildem blauen Licht, das zugehörige Sechsgruppenvorspektrum erblaßt aber wie das blaue Licht sehr schnell. Fügt man nun z. B. zu Paraxylol eine ganz geringe Menge Benzaldehyd, indem man etwa in 1 ccm Paraxylol ein kurzes Stück eines mit Benzaldehyd benetzten Glasfadens taucht, und bestrahlt die durch flüssige Luft erstarrte Masse, so ist durch den geringen Aldehydzusatz ihr Verhalten auffallend geändert. Die vorher nur mild leuchtende Substanz gibt jetzt äußerst intensives, bei geeigneter Mischung direkt blendendes, blauweißes Licht aus. Das Spektrum hat ganz den Sechsgruppenhabitus, wie das Vorspektrum des Paraxylols, und auch seine Wellenlängen scheinen von denen des Paraxylols nur wenig abzuweichen. Jedoch dauert das Sechsgruppenspektrum jetzt sehr erheblich länger in großer Helligkeit an als das Vorspektrum des ungemischten Paraxylols.

Es sieht also zunächst aus, als wenn durch den kleinen Aldehydzusatz das Vorspektrum des Paraxylols selbst eine Änderung, hauptsächlich in seiner Helligkeit und Dauer, erlitten hätte.

Untersucht wurde nun, ob ein gleicher Effekt durch einen kleinen Benzaldehydzusatz auch bei anderen Substanzen hervorgerufen wird. Es ergab sich, daß die Erscheinung des grellen Weißblaulichtes mit einem Sechsgruppenspektrum durch den kleinen Aldehydzusatz auch veranlaßt wird bei vielen anderen aromatischen Kohlenwasserstoffen. Sie tritt zwar nicht bei dem Grundgliede der Reihe, dem Benzol auf, wohl aber bei seinen Homologen, z. B. bei Toluol (Methylbenzol), ferner außer bei Paraxylol auch bei Ortho- und Metaxylol, bei Mesitylen (Trimethylbenzol), bei Durol (Tetramethylbenzol), auch bei den durch Einführung der Äthyl- und Propylgruppe (statt des Methyls) substituierten Benzolhomologen usw. Der Effekt tritt nicht auf bei Aminobasen, Phenolen und Säuren. In großer Schönheit aber geben ihn die Ester der Säuren und der Phenole, z. B. Benzoesäuremethylester und Metakresolmethylester. Dabei treten vielfach schon erhebliche Abweichungen von den Wellenlängen der Vorspektra der ungemischten Substanzen auf. Nitroderivate (Nitro-

benzol, Nitrotoluol) zeigen die Erscheinung nicht, dagegen viele mit ihnen analog gebaute Halogenderivate (z. B. Chlorbenzol, Brom-, Jod- und Fluorbenzol, auch die drei isomeren Chlortoluole usw.). Von den zuletzt genannten Substanzen zeigen die Chlortoluole schon für sich ein Sechsgruppenvorspektrum. Das Chlorbenzol aber gibt ungemischt ein kontinuierliches Vorspektrum. Dabei ist sein Leuchten ein sehr mattes, und noch matter ist das Licht, welches ungemischter Benzaldehyd aussendet. Trotzdem gibt aber die Mischung von Chlorbenzol mit ein wenig Benzaldehyd ebenfalls das blendend helle Leuchten mit einem typischen Sechsgruppenspektrum. Jede Gruppe enthält drei Banden von unter sich verschiedener Breite und Helligkeit, die aber in jeder der sechs Gruppen ganz analog wiederkehren. Die nach Violett gekehrten Kanten der hellsten Banden jeder Gruppe haben die Wellenlängen

400—432—466—503—548—etwa 610. —

Wie man an Stelle des Xylols nach dem Vorhergehenden eine ganze Reihe anderer Substanzen benutzen kann, so kann auch der Benzaldehyd mit gleichem Effekt durch andere Verbindungen ersetzt werden. Zunächst kann man eine Reihe der vorerwähnten Körper statt mit Benzaldehyd mit einem der drei isomeren Toluylaldehyde „impfen". Die Toluylaldehyde haben die Formel $C_6H_4.CH_3.CHO$. Sie entstehen aus dem Benzaldehyd $C_6H_5.CHO$, also durch Einführung einer Methylgruppe in den eigentlichen Benzolkern an Stelle eines H-Atoms. Aber ebenso werden die Sechsgruppenspektra auch hervorgerufen durch die sog. Ketone, also Körper wie z. B. $C_6H_5.CO.CH_3$, die durch Einführung einer Methyl-, Äthyl- usw. Gruppe nicht in den Benzolkern, sondern in die außerhalb desselben stehenden „Seitenketten" entstehen. — Das eben angeführte $C_6H_5.CO.CH_3$ ist das Acetophenon. Das reine Acetophenon gibt in den Kathodenstrahlen helles weißgrünes Licht und hat einen Spektralhabitus, der (mit individuell verschiedenen Wellenlängen) auch bei einer Reihe anderer Ketone und ihnen im Bau nahestehenden Körpern wiederkehrt, nämlich eine Reihe von dicht aneinander anschließenden, von Rot bis ins Violett reichenden, beiderseits etwas verwaschen begrenzten Kannelierungen von gleichartigem Aussehen, welche viel breiter sind als die Kannelierungsstreifen in den Hauptspektren der

Kohlenwasserstoffe (Benzol, Toluol, Xylole, Durol usw). Die nach Violett gekehrten Grenzen der Acetophenonstreifen haben die Wellenlängen:

435—450—463—480—500—515—532,

weiterhin bis ins Rot ist die Sonderung der einzelnen Kannelierungen für Messungen nicht bestimmt genug.

Setzt man nun zu Benzoesäuremethylester ein wenig Acetophenon, so erhält man wieder intensives blaues Licht und ein Spektrum, das weder mit dem Spektrum des Esters, noch mit dem Acetophenonspektrum irgend welche Ähnlichkeit besitzt, sondern wieder die typische Sechsgruppenform zeigt. Die Wellenlängen für die Violettkanten der sechs Hauptmaxima sind:

414—444—450—520—568 etwa 610.

Substituiert man im Benzaldehyd den Wasserstoff der Seitenkette durch die Phenylgruppe, so erhält man das Benzophenon, $C_6H_5.CO.C_6H_5$, also ein Keton mit zwei Benzolkernen. Das Benzophenon hat ein ganz ähnlich gebautes Spektrum wie das Acetophenon und leuchtet ebenfalls mit weißgrünem Licht. Ein Zusatz von Benzophenon zu Chlorbenzol erzeugt wieder weißblaues Licht mit hellem Sechsgruppenspektrum, dessen Wellenlängen für die hellsten Kanten sind:

427—458—500—535—585.

Chlorbenzol mit etwas Phthalaldehyd zeigt die Violettkanten der hellsten Streifen bei:

413—442—480—520—552—Rot.

Allgemein: werden zu einem Kohlenwasserstoff, seinen Chlorsubstitutionsprodukten oder seinen Nitrilen der Reihe nach verschiedene Aldehyde oder Ketone hinzugefügt, so zeigen die resultierenden Spektra entsprechend mehr oder weniger große Abweichungen in den Wellenlängen.

Die durch diese und ähnliche Mischungen erzeugten Spektra, welche ganz den Bau der Vorspektra gewisser ungemischter Substanzen haben, aber nur erzeugt werden bei Einführung kleiner Zusätze in andere Substanzen, mögen weiterhin als induzierte Vorspektra bezeichnet werden. Sie zeigen, auch abgesehen von dem Bau, die Eigenschaften der Vorspektra ungemischter Substanzen in allen vergleichbaren Beziehungen:



Die Leuchtfarbe bei der Emission der induzierten Vorspektra ist stets blau. Dasselbe gilt aber auch von dem Anfangsleuchten der ungemischten aromatischen Körper, denen das gewöhnliche Vorspektrum entspricht, obwohl auch das letztere, im tiefen Rot beginnend, sich durch alle Farben des Spektrums hindurchzieht. Bei der Emission der Hauptspektra dagegen können die Substanzen alle möglichen Leuchtfarben zeigen (Grün, Gelb, Orange usw.). — Die induzierten Vorspektra haben ferner mit den gewöhnlichen Vorspektren die Eigenschaft gemein, nach dem Aussetzen der erregenden Kathodenstrahlen noch etwas nachzuleuchten, wogegen, wie bereits erwähnt, das Hauptspektrum mit der erregenden Strahlung merklich zugleich erlischt. Während ferner die Hauptspektra der aromatischen Körper sich bisher nur durch Kathodenstrahlen erzeugen ließen, sind ihre Vorspektra auch durch rein optische Bestrahlung hervorzurufen. Dasselbe gilt aber auch von den induzierten Vorspektren [1]). Endlich verhalten sich die induzierten Vorspektra unter dauernder Einwirkung der Kathodenstrahlen analog wie die gewöhnlichen Vorspektra, indem sie bei lange fortgesetzter Bestrahlung allmählich ebenfalls blasser und blasser werden, während wieder das Hauptspektrum der überwiegenden Komponente der Mischung erscheint und immer heller wird.

Zu entscheiden bleibt nun die Frage: Sind die induzierten Vorspektra modifizierte Vorspektra der in den Mischungen die Hauptmasse bildenden Xylole, Ester, Chlortoluole usw., oder sind sie vielleicht modifizierte Spektra der in minutiösen Mengen zugesetzten Aldehyde und Ketone? Die Entscheidung ergibt sich durch die Beobachtung, daß die induzierten Vorspektra auch erzeugt werden können, wenn man kleine Aldehyd- oder Ketonmengen in gewisse Verbindungen aus der Fettkörperreihe („aliphatische" Substanzen) einbringt. Z. B. treten die Sechsgruppen-

[1]) Die Entstehung der diskontinuierlichen Vorspektra beruht also nicht auf einem Zustande, der erst durch die Einwirkung der Kathodenstrahlen hervorgerufen wird. Auch der feste Zustand der Körper ist neben der Bestrahlung noch keine hinreichende Bedingung dafür. Denn z. B. die feste Metatoluylsäure gibt bei mittleren Temperaturen ein kontinuierliches Spektrum des Blaulichtes, und erst bei tiefen Temperaturen, und desto schärfer, je tiefer die Temperatur ist, tritt ihr diskontinuierliches Vorspektrum hervor. Andere Beispiele des Einflusses der Temperatur in einer ausführlicheren Übersicht über das Gebiet.



spektra auch auf bei verdünnten Lösungen von Benzaldehyd oder Benzophenon in Äthylalkohol, Äthyläther, Tetrachlorkohlenstoff, Chloroform usw. Da nun aliphatische Substanzen für sich niemals im sichtbaren Teile diskontinuierliche Spektra zeigen, so darf man mit Wahrscheinlichkeit schließen, daß die bei ihrer Mischung mit aromatischen Aldehyden auftretenden diskontinuierlichen Spektra den Aldehyden angehören und durch die Lösungsmittel nur modifiziert sind. Die Bündigkeit des Schlusses wird verstärkt durch die weitere Erfahrung, daß, wenn man Körper aus verschiedenen chemischen Gruppen der aromatischen Reihe miteinander kombiniert, stets nur solche Kombinationen ein induziertes Vorspektrum zeigen, deren eine Komponente ein Aldehyd oder Keton ist.

Von den zahlreichen Aldehyden und Ketonen, die sich als wirksam erwiesen haben, seien außer den schon erwähnten hier angeführt: Phthalaldehyd, Salicylaldehyd, Zimtaldehyd, Phenylacetaldehyd, Cuminol, Paramethyltolylketon, Para- und Orthotolylphenylketon, Benzylmethylketon, Pentadecylparatolylketon, Desylacetophenon, Dibenzylketon, Propylphenylketon, Phthalophenon (normales und iso) und Äthylphenylketon.

Man sieht hieraus, daß zu den wirksamen Ketonen außer dem schon erwähnten Benzophenon auch noch andere mehrkernige Ketone gehören. In ihnen sind zwei bzw. drei vollständige Ringe von je sechs Kohlenstoffatomen miteinander verknüpft, aber nicht kondensiert, d. h. die verschiedenen Ringe haben kein C-Atom gemeinsam. Kondensierung findet z. B. in der Naphthalingruppe statt. Aldehyde und Ketone mit kondensierten Kernen sind für die Erzeugung der Sechsgruppenspektra unwirksam (Naphtholaldehyd und Naphthylphenylketon). Als wirksame Lösungsmittel können mehrkernige Substanzen mit verknüpften Kernen dienen (z. B. Dibenzyl). Unwirksam aber sind Lösungsmittel mit kondensierten Kernen (Naphthalin und seine Derivate) für die Erzeugung induzierter Vorspektra. —

Daß schon sehr kleine Aldehydmengen ein helles induziertes Vorspektrum veranlassen, wurde bereits erwähnt. Ich habe eine Anzahl Versuche angestellt, um die Empfindlichkeit dieser Spektralreaktion näher zu prüfen. Es ergab sich dabei, daß z. B. ein Zusatz von $^1/_{100000}$ Benzaldehyd zu Chlorbenzol das induzierte

Vorspektrum noch so deutlich hervorruft, daß seine Wellenlängen bequem gemessen werden können. — Steigert man die zugesetzte Menge der Aldehyde, so gelangt man für die Leuchtintensität zu einem Optimum, das z. B. für die Mischungen mit Benzaldehyd bei einem Zusatz von einigen Tausendsteln des Aldehyds liegt. —

Oben hatte sich gezeigt, daß die induzierten Vorspektra wesentliche Charaktere der gewöhnlichen Vorspektra besitzen. Aber sie zeigen andererseits auch Beziehungen zu den Lösungsspektren der mehrkernigen und der kondensierten Substanzen.

Zunächst läßt unmittelbar ihre Erzeugung durch Einbringen kleiner Aldehydmengen an die Deutung als eine Art Lösungsspektra denken. Die Reaktionsempfindlichkeit für Lösungsspektra ist von gleicher Ordnung wie für induzierte Vorspektra. Man kann $^{1}/_{100000}$ Naphthalin, in Chlorbenzol gelöst, noch leicht an den Wellenlängen seines Lösungsspektrums erkennen. Auch die Lösungsspektra können ohne Zuhilfenahme der Kathodenstrahlen durch rein optische Strahlungen hervorgerufen werden und zeigen dann die Erscheinungen langdauernder, kräftiger Phosphoreszenz. Um das diskontinuierliche Phosphoreszenzspektrum z. B. der erstarrten Lösung von Naphthalin in Chlorbenzol hervorzurufen, kann man einfach das Licht einer mit verdünnter Luft gefüllten engen GEISSLERschen Röhre benutzen. Um ihre Wirkung zu kräftigen, kann man ihr U-Form geben und die gefrorene Lösung in einem Reagenzglas in die entsprechend weite U-Krümmung bringen. Mittels der gleichen einfachen Vorrichtung läßt sich, wo andere wirksame Quellen kurzwelligen Lichtes nicht zur Verfügung stehen, nachweisen, daß die induzierten Vorspektra durch optische Strahlen hervorzurufen sind. Um hierbei das Phosphoreszenzspektrum während der Belichtung zu erkennen, kann man die GEISSLERsche Röhre aus tiefblauem Glase herstellen, so daß ihre Eigenhelligkeit zum Teil, aber nicht in den wirksamsten Strahlen, geschwächt erscheint. Sonach bestehen Ähnlichkeitsbeziehungen zwischen den induzierten Vorspektren von Mischungen einerseits sowie den gewöhnlichen Vorspektren ungemischter Substanzen und den Lösungsspektren kondensierter Körper andererseits. Die Anregung liegt nahe, eine gemeinsame Erklärung aufzusuchen: Die scheinbare spektrale Sonderstellung der Aldehyde und Ketone hängt vielleicht zusammen mit ihrer bekannten Neigung, sich zu polymerisieren.

Vielleicht darf man daher vermuten, daß in den vorliegenden Versuchen die Aldehyde und Ketone unter dem Einfluß der tiefen Temperatur sich völlig oder zu einem großen aliquoten Teil polymerisieren. Die induzierten Vorspektra wären dann als Lösungsspektra der polymeren Anteile anzusehen. Es ist ferner vielleicht nicht unrationell, zu vermuten, daß bei sehr tiefen Temperaturen auch die Kohlenwasserstoffe, Chloride, Säuren usw. sich polymerisieren, aber zu einem viel kleineren aliquoten Teil als die Aldehyde. Die geringen polymeren Anteile bleiben in fester Lösung in der unveränderten Hauptmasse suspendiert und ihre Lösungsspektra wären die gewöhnlichen Vorspektra. Wenn die Kohlenwasserstoffe, Säuren usw. nur zu einem sehr kleinen Teil polymerisiert werden, so befinden sich beim Auflösen in einem anderen Medium ihre polymeren Anteile in einer potenzierten Verdünnung im Vergleich zu den starken polymeren Quoten gelöster Aldehyde. Es würde sich dann erklären, daß zwar die Lösungsspektra der Aldehyde, aber nicht auch die der übrigen polymerisierten Verbindungen hinreichend hell zur Wahrnehmung sind. Die dann noch verbleibenden Unterschiede zwischen Vorspektren und Lösungsspektren sollen bei anderer Gelegenheit erörtert werden. —

Für die Ausführung der hier erwähnten Versuche konnten auch Mittel benutzt werden, welche mir aus der JAGOR-Stiftung gewährt worden sind. Dem Stiftungskuratorium danke ich auch an dieser Stelle bestens für ihre Gewährung.

Während meiner Untersuchungen über die Spektra der aromatischen Körper wurde ich von zahlreichen Chemikern durch Überlassung käuflich nicht erreichbarer Präparate unterstützt. Für besonders hervorragende Gefälligkeit bei der Neudarstellung und Reinigung von Präparaten möchte ich schon bei diesem vorläufigen Bericht Herrn Geheimrat C. LIEBERMANN (Charlottenburg) herzlichen Dank aussprechen.

Über die Berechnung des Wirbelstromes im Eisen; von Hans Georg Möller.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 4. März 1910.)
(Vgl. oben S. 251.)

Die Berechnung des Wirbelstromes im Eisen, einem Material mit variabler Permeabilität und mit Hysteresis, scheint auf den ersten Blick mehr technisches als wissenschaftliches Interesse zu haben. Es liegt ja auch eine ganze Reihe technischer Fragen vor, zu deren Beantwortung die Kenntnis des Wirbelstromverlaufes nötig ist. Von ihnen nenne ich hier nur einige: Das Problem der Trennung von Hysteresis und Wirbelstromverlust, bei dessen Lösung man sich bisher mit einer empirischen Formel, der von STEINMETZ behelfen mußte. Oder eine prinzipiellere Frage: Welchen Wert hat man eigentlich als mittlere Permeabilität in die Wechselstromformeln einzusetzen? Ändert sich diese mittlere Permeabilität mit dem Wirbelstrom und wie dieser mit der Periode, mit zunehmender Magnetisierung, mit der Frequenz, der Leitfähigkeit des Materials, der Feinheit der Unterteilung? Welchen Einfluß hat die Kurvenform? und anderes mehr. Alle diese Fragen kann uns eine Formel beantworten, die uns für beliebige Verhältnisse den Wirbelstrom als Funktion von Ort und Zeit darstellt.

Der Physiker dürfte die Bedeutung einer solchen Wirbelstromformel für seine Wissenschaft erst anerkennen, wenn er festgestellt hat, daß ein Fortschritt in der Erforschung des magnetischen Zustandes nur von der Untersuchung d y n a m i s c h e r Magnetisierungskurven zu erhoffen ist. Aus den Arbeiten von LANGEVIN und PIERRE WEISS geht nämlich hervor, daß sich Widersprüche [1]) ergeben, falls man dem Vorgang der Ummagnetisierung eine Drehung der Moleküle zugrunde legt. Eine zwanglose Erklärung dieser Widersprüche läßt sich finden, wenn man

---

[1]) PIERRE WEISS, Phys. ZS. 9, 360, Zeile 61 ff. u. 362, Zeile 5 ff., 1908; Journ. de phys. (4) 6, 661, 1907.

von der LANGEVINschen Vorstellung von den die Moleküle umkreisenden Ionen[1]) ausgeht und annimmt, die Ummagnetisierung beruhe auf einer Umkehr der Umlaufsrichtung dieser Ionen.

Die Besprechung dieser Widersprüche und die Ausführung der vorgeschlagenen Erklärung stelle ich für eine spätere Arbeit zurück. Zunächst muß die Ionenumkehr eingehender studiert, die Bewegungsgleichungen müssen dafür aufgestellt werden. Bewegungsgleichungen sind nur aus der Betrachtung dynamischer Vorgänge zu ermitteln. Die statische Magnetisierungskurve kann prinzipiell keinen Aufschluß mehr geben. — Die experimentellen Aufnahmen dynamischer Magnetisierungskurven sind immer mehr oder weniger vom Wirbelstrom verzerrt. Ihn rechnerisch zu eliminieren, ist die erste unbedingt nötige Vorarbeit.

Ehe wir die Rechnung selbst beginnen, wollen wir die Problemstellung wiederholen und präzisieren, den Verlauf des Wirbelstromes und der Induktion im Eisen qualitativ überschlagen und den voraussichtlichen Verlauf der Rechnung rein durch Überlegung so weit wie möglich ermitteln. Die Übertragung dieser Überlegungen in die Formelsprache der Mathematik wird dann keinerlei Schwierigkeiten verursachen.

Vorüberlegungen.

Ein langer zylindrischer Eisenstab oder ein Torroid mit kreisförmigem Querschnitt ist mit einer Magnetisierungsspule bewickelt. Durch diese fließt ein sinusförmiger Wechselstrom. Welches ist dann der räumliche und der zeitliche Verlauf der Magnetisierung und des Wirbelstromes in dem Eisenzylinder?

Die Wirbelströme werden nach Symmetrie in konzentrischen Kreisen um die Stabachse verlaufen. Ihre Stärke ist nach dem Induktionsgesetz zu berechnen. Sie ist proportional der Leitfähigkeit des Materials und proportional dem umschlossenen Induktionsfluß $\left(\frac{\partial \mathfrak{B}}{\partial t}\right)$, wird also nach außen annähernd mit dem Quadrat des Radius proportional, wie die umschlossene Fläche zunehmen. Die Wirbelströme werden ihrerseits ein Zusatzmagnet-

---

[1]) In der LANGEVINschen Rechnung treten Teilchen mit einer Ladung e und einer Masse m auf; daher wurde die Bezeichnung Ion gewählt. LANGEVIN, Ann. chim phys. (8) 5, 70, 1905.

feld erzeugen, das nach innen zu die Induktion des Stabes zunehmend schwächt. Magnetfeld und Wirbelströme sind voneinander abhängig, sie sind simultan zu bestimmen; wir werden ein simultanes System von zwei linearen Differentialgleichungen zu erwarten haben, die auf Zylinderkoordinaten transformierten und spezialisierten MAXWELLschen Gleichungen. An der Oberfläche sind, wie die Formel zur Berechnung des Magnetfeldes im Innern und Äußern eines Solenoides zeigt, die Wirbelströme unwirksam. Dort wird sich die Magnetisierung der statischen Magnetisierungskurve gemäß einstellen. Diese Bemerkung wird als Grenzbedingung Verwendung zu finden haben.

Die Integration solcher simultaner Systeme durch geschlossene Ausdrücke ist selten möglich, wohl aber führen Reihenentwickelungen meist zum Ziel. Reihenentwickelungen sind immer als Korrektionsrechnungen zu deuten. Wir müssen uns daher eine grob angenäherte Lösung unseres Problems überlegen, die sich leicht mit Hilfe von Korrektionsgliedern, die aus der Differentialgleichung zu berechnen sind, verbessern läßt. Solcher Lösungen sind zwei bekannt: 1. für verschwindenden Wirbelstrom, 2. für geradlinige statische Magnetisierungskurve (Permeabilität $\mu = \text{const}$). Wir können von der einen oder der anderen ausgehen.

Als kleine Größe der einen Entwickelung kommt dann ein Parameter in Frage, der mit verschwindendem Wirbelstrom zu Null wird. Dieser Parameter σ müßte der elektrischen Leitfähigkeit, der Periode, der Permeabilität und dem Querschnitt proportional sein:

$$\sigma \sim \lambda . n . \mu r_1^2.$$

Der Reihenansatz würde die Gestalt erhalten:

$$\mathfrak{H} = H_0 + \sigma H_1 + \sigma^2 H_2 + \sigma^3 H_3 + \cdots,$$
$$\mathfrak{i} = i_0 + \sigma i_1 + \sigma^2 i_2 + \sigma^3 i_3 + \cdots,$$

worin H_0 das bei verschwindendem Wirbelstrom sich einstellende Magnetfeld, i_0 der aus ihm berechnete Wirbelstrom ist.

Als kleine Größe der anderen möglichen Entwickelung ist ein Parameter geeignet, der bei verschwindender Krümmung der statischen Magnetisierungskurve Null wird. Geben wir uns die statische Magnetisierungskurve durch die Reihenentwickelung:

$$\mathfrak{B} = \mu(\mathfrak{H} - \alpha^2 \mathfrak{H}^3 + \alpha^4 \beta_5 \mathfrak{H}^5 - \alpha^6 \beta_7 \mathfrak{H}^7 + \cdots),$$

so erscheint α als die geeignete kleine Entwickelungsgröße.

Der Reihenansatz würde dann die Gestalt erhalten:

$$\mathfrak{H} = H_0 + \alpha^2 H_1 + \alpha^4 H_2 + \cdots,$$

worin H_0 die Lösung des Problems für konstante Permeabilität bedeutet.

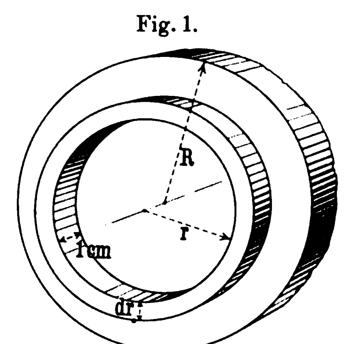
Es sei ausdrücklich darauf hingewiesen, daß die Koeffizienten α, β_5, β_7 usw. keine sogenannten empirischen Konstanten sind. Sie sind aus der statischen Magnetisierungskurve zu entnehmen (die übrigens von P. WEISS theoretisch abgeleitet ist). Sie sind also keine Interpolationskonstanten, die wir den experimentell aufgenommenen Kurven mit Wirbelstrom anzupassen hätten. Außer der statischen Magnetisierungskurve sind als Grundlagen zur Berechnung der dynamischen Kurven nur noch die Periode, der Querschnitt und die elektrische Leitfähigkeit der Eisendrähte nötig.

Konvergenzschwierigkeiten, auf die ich nicht eingehen will, zwingen, beide Reihenentwickelungen ineinander zu bauen.

Aufstellung der Grundgleichungen.

Man könnte hier natürlich von den MAXWELLschen Gleichungen ausgehen. Ein anschaulicherer Weg ist aber vorzuziehen, der uns außerdem gleichzeitig über die Einführung der Grenzbedingungen Aufschluß gibt.

Fig. 1.



Die im Abstand r von der Achse des Eisenstabes induzierte EMK E (Fig. 1) ist proportional dem durch den Kreis mit dem Radius r tretenden Induktionsfluß

$$E = \frac{1}{c}\int \frac{\partial \mathfrak{B}}{\partial t} do = \frac{1}{c}\int \frac{\partial \mathfrak{B}}{\partial t} 2\pi r dr.$$

Der Strom dI in dem in Fig. 1 gezeichneten Leiterelement, einem Hohlzylinder vom Radius r, der Wandstärke dr und der Höhe 1 cm berechnet sich nach dem OHMschen Gesetz zu

$$dI = E d\lambda,$$

worin $d\lambda$ die Leitfähigkeit des betrachteten Ringes bedeutet. Diese aber ist

$$d\lambda = \lambda dr / 2\pi r.$$

Das Magnetfeld $\mathfrak{H}$ innerhalb des Leiterelementes ist um ein Zusatzmagnetfeld $d\mathfrak{H}$ kleiner als außerhalb. Dieses $d\mathfrak{H}$ berechnet sich nach der Solenoidformel zu

$$d\mathfrak{H} = \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial r} dr = \frac{4\pi}{c} dI.$$

Berechnen wir endlich dI aus der Wirbelstromdichte i mit Hilfe der Formel

$$dI = i \times \text{Querschnitt des Stromfadens} = i dr \qquad 1)$$

und eliminieren wir E, so erhalten wir das erwartete simultane System:

$$i = \frac{\lambda}{2\pi r c} \int_0^r \frac{\partial \mathfrak{B}}{\partial t} 2\pi r dr = \frac{\lambda}{rc} \int_0^r \frac{\partial \mathfrak{B}}{\partial t} r dr, \qquad 1a)$$

$$\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial r} = \frac{4\pi i}{c}. \qquad 1b)$$

Durch Elimination von i entsteht hieraus die Differentialgleichung unseres Problems in einmal integrierter Form:

$$\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial r} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\lambda}{r} \int_0^r \frac{\partial \mathfrak{B}}{\partial t} r dr.$$

Die Differenz des Magnetfeldes gegen das äußere Feld H_a wird durch weitere Integration gefunden:

$$\mathfrak{H}_r = H_a + \int_R^r \frac{4\pi\lambda}{rc^2} \int_0^r \frac{\partial \mathfrak{B}}{\partial t} r dr. \qquad 2)$$

Lösung der Differentialgleichung durch Reihenentwickelung.

Wie wir überlegten, wollten wir für $\mathfrak{B}$ eine Reihenentwickelung von der Form

$$\mathfrak{B} = \mu\mathfrak{H} - \mu\alpha^2\beta_3\mathfrak{H}^3 + \mu\alpha^4\beta_5\mathfrak{H}^5 - \cdots$$

einsetzen und die Differentialgleichung mit dem Ansatz

$$\mathfrak{H} = H_1 + \alpha^2 H_3 + \alpha^4 H_5 + \cdots$$

zu befriedigen suchen. Tun wir das, erhalten wir aus Gleichung 2):

$$H_1 + \alpha^2 H_3 + \alpha^4 H_5 + \cdots = H_a + \int_R^r \frac{4\pi\lambda}{rc^2} \int_0^r \mu \frac{\partial}{\partial t} [H_1 - \alpha^2 (H_3 - \beta_3 H_1^3)$$
$$+ \alpha^4 (H_5 - \beta_3 3 H_1^2 H_3 + \beta_5 H_1^5) - \alpha^6 (\cdots) + \cdots] r dr.$$

Durch das übliche Gleichsetzen der Koeffizienten gleicher Potenzen von α erhält man dann die Differentialgleichung in eine Reihe einfacherer aufgespalten:

$$H_1 = H_a + \int\limits_R^r \frac{4\pi\lambda}{r c^2} \int \frac{\partial}{\partial t} (\mu H_1) r\, dr,$$

oder wenn wir $\varrho = r/R$ einführen und den Zahlenfaktor $\frac{4\pi\lambda\mu n R^2}{c^2}$ mit σ abkürzen:

$$H_1 = H_0 + \int\limits_1^\varrho \frac{d\varrho}{\varrho} \int\limits_0^\varrho \sigma \frac{d\varrho}{n} \frac{\partial}{\partial t} H_1 \varrho,$$

$$H_3 = \int\limits_1^\varrho \frac{d\varrho}{\varrho} \int\limits_0^\varrho \sigma \frac{d\varrho}{n} \frac{\partial}{\partial t} (H_3 - \beta_3 H_1^3),$$

$$H_5 = \int\limits_1^\varrho \frac{d\varrho}{\varrho} \int\limits_0^\varrho \sigma \frac{d\varrho}{n} \frac{\partial}{\partial t} (H_5 - 3\beta_3 H_1^2 H_3 + \beta_5 H_1^5),$$

$$H_7 = \int\limits_1^\varrho \frac{d\varrho}{\varrho} \int\limits_0^\varrho \sigma \frac{d\varrho}{n} \frac{\partial}{\partial t} (H_7 - \beta_3 [3 H_1 H_3^2 + 9 H_5 H_1^2] + 5 \beta_5 H_1^4 H_3 - \beta_7 H_1^7)$$

. . . .

Alle diese Differentialgleichungen sind nun durch den anderen Reihenansatz sehr leicht zu lösen. Setzen wir die Potenzentwickelungen

$$H_n = H_{n_0} + \sigma H_{n_1} + \sigma^2 H_{n_2} + \cdots$$

ein, so ergibt sich für H_1:

$$H_{10} + \sigma H_{11} + \sigma^2 H_{12} + \cdots = \int\limits_1^\varrho \frac{d\varrho}{\varrho} \int\limits_0^\varrho \sigma \frac{d\varrho}{n} \frac{\partial}{\partial t} (H_{10} + \sigma H_{11} + \sigma^2 H_{12} + \cdots).$$

Berücksichtigen wir noch, daß H_{10} die Lösung des Problems für verschwindenden Wirbelstrom darstellen sollte,

$$H_{10} = A \cos nt$$

zu setzen ist, so finden wir, daß die Lösung der Differentialgleichung auf Quadraturen einfachster Art zurückzuführen ist. Wir wollen die Grenzbedingungen nicht, wie oben geschehen, durch Auswertung der Integrale zwischen 1 und ϱ befriedigen, sondern die Integrale zwischen den Grenzen 0 und ϱ nehmen und

die Grenzbedingung durch besondere homogene Lösungen berücksichtigen. Sonst wird die Potenzreihe

$$\mathfrak{H} = H_1 + \alpha^2 H_3 + \alpha^4 H_5 + \cdots$$

semikonvergent und für höheren Wert von σ, d. h. für starke Wirbelströme, schlecht brauchbar.

Die Aufspaltung der Differentialgleichung für H_1 durch Gleichsetzen gleicher Potenzen von σ ergibt:

$$H_{11} = \int_0^\varrho \frac{d\varrho}{\varrho} \int_0^\varrho \varrho\, d\varrho \frac{1}{n} \frac{\partial H_{10}}{\partial t} = -\frac{\varrho^2}{4} A \sin nt,$$

$$H_{12} = \int_0^\varrho \frac{d\varrho}{\varrho} \int_0^\varrho \varrho\, d\varrho \frac{1}{n} \frac{\partial H_{11}}{\partial t} = -\frac{\varrho^4}{(2!)^2 4^2} A \cos nt,$$

. . . .

$$H_{1(2n)} = \int_0^\varrho \frac{d\varrho}{\varrho} \int_0^\varrho \varrho\, d\varrho \frac{1}{n} \frac{\partial H_{1(2n-1)}}{\partial t} = (-1)^n \frac{\varrho^{2n}}{(2n!)^2 4^{2n}} A \cos nt,$$

$$H_{1(2n+1)} = \qquad = (-1)^n \frac{\varrho^{2n+1}}{([2_{n+1}]!)^2 4^{2n+1}} H \sin nt$$

. . . .

$$H_1 = A(\varrho) \cos (nt + \gamma_1).$$

Ebenso einfach ergibt sich die Lösung für H_m.

Hier liefert die Differentialgleichung

$$H_m = \int_0^\varrho \frac{1}{\varrho} \int_0^\varrho \varrho\, d\varrho \frac{\sigma}{n} \frac{\partial H_m}{\partial t} + \int_0^\varrho \frac{1}{\varrho} \int_0^\varrho \varrho\, d\varrho \frac{\sigma}{n} \frac{\partial}{\partial t} f_m(H_1, H_2 \ldots H_{m-1}),$$

worin f_m nur eine Funktion von H_1 bis H_{m-1}, also aus den vorgehenden Gliedern zu berechnen ist, durch Aufspaltung die Integrale:

$$H_{m_0} = \int_0^\varrho \frac{d\varrho}{\varrho} \int_0^\varrho \varrho\, d\varrho \frac{1}{n} \frac{\partial}{\partial t} f_m,$$

$$H_{m_1} = \int_0^\varrho \frac{d\varrho}{\varrho} \int_0^\varrho \varrho\, d\varrho \frac{1}{n} \frac{\partial}{\partial t} H_{m_0} = \int_0^\varrho \frac{d\varrho}{\varrho} \int_0^\varrho \varrho\, d\varrho \frac{\partial}{\partial t} \frac{1}{n} \int_0^\varrho \frac{d\varrho}{\varrho} \int_0^\varrho \varrho\, d\varrho \frac{1}{n} \frac{\partial}{\partial t} f_m,$$

$$H_{m_2} = \int_0^\varrho \frac{d\varrho}{\varrho} \int_0^\varrho \varrho\, d\varrho \frac{1}{n} \frac{\partial}{\partial t} \int_0^\varrho \frac{d\varrho}{\varrho} \int_0^\varrho \varrho\, d\varrho \frac{1}{n} \frac{\partial}{\partial t} \int_0^\varrho \frac{d\varrho}{\varrho} \int_0^\varrho \varrho\, d\varrho \frac{1}{n} \frac{\partial f_m}{\partial t},$$

$$H_{m_3} = \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$$

Für f_m ist z. B. für $m = 3$ einzusetzen:

$$f_m = \frac{\sigma n}{4} A^{3}_{(\varrho)\,\varrho=0} \Big[3 \sin 3nt \Big(1 - \frac{3.5 \varrho^4 \sigma^2}{(2!)^2 4^2} + \cdots\Big)$$
$$- 3 \cos 3nt \Big(\frac{3 \sigma \varrho^2}{4} - \frac{2.3^3 \sigma^3 \varrho^6}{(3!)^2 4^2} + \cdots\Big) + \sin nt \Big(3 + \frac{3 \sigma^2 \varrho^4}{(2!)^2 4^2} - \Big)$$
$$- \cos nt \Big(\frac{3}{4} \sigma \varrho^2 - \frac{2.3^3 \sigma^3 \varrho^6}{(3!)^2 4^3} + \cdots\Big)\Big].$$

Allgemein hat f_m die Form:

$$f_m = \sum_1^m {}^\mu \cos(\mu n t + \gamma_\mu) \sum_0^\infty {}^\nu c_{\mu\nu} \sigma^\nu \varrho^{2\nu},$$

worin $c_{\mu\nu}$ bestimmte $\frac{1}{(\nu!)^2 4^\nu}$ proportionale Zahlenwerte sind. Die Lösung der Differentialgleichung ist somit auf sehr einfache Rechenoperationen, die Integration von Potenzen von ϱ und die Differentiation von $\cos(\mu n t + \gamma_\mu)$ zurückgeführt.

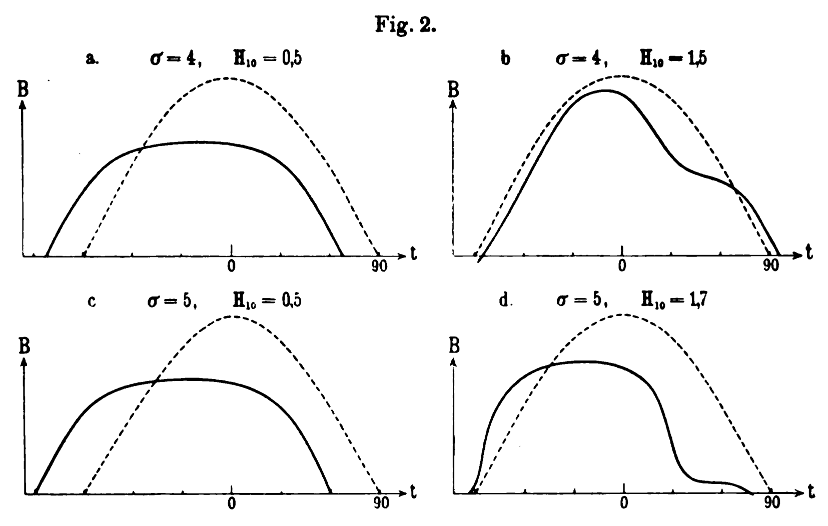
Es läßt sich durch Anwendung eines Kunstgriffes ein einfaches zeichnerisches Verfahren ausarbeiten, das die dynamische Magnetisierungsschleife für Eisenzylinder mit beliebiger Permeabilität, beliebiger Stärke und Leitfähigkeit für beliebige Perioden und Kurvenformen zu konstruieren erlaubt. Ich werde, um hier den Zusammenhang nicht zu stören, dieses Verfahren in einer besonderen Arbeit darstellen, und jetzt direkt zur Besprechung der Resultate an Hand von zahlenmäßig berechneten und durch Kurven veranschaulichten Beispielen übergehen.

Diskussion der Resultate.

Fig. 2 zeigt die Abhängigkeit der Induktion $\mathfrak{B}$ von der Zeit. $\sigma = 4$ entspricht gewöhnlichen Eisendrähten von 1 mm Querschnittsradius und 100 Wechseln in der Sekunde, $\sigma = 5$ bei derselben Periode und denselben Dimensionen Drähten aus weichem Eisen. $H_{10} = 0{,}5$ ist eine mäßig große Amplitude des eingeprägten Magnetfeldes, für die die Krümmung der Magnetisierungskurve noch nicht wesentlich in Betracht kommt. Für statische Magnetisierung induziert das Feld $H_{10} = 0{,}5$ den in Fig. 3 durch Punkt I bezeichneten Wert; für $H_{10} = 1{,}5$ bzw. 1,7 (Fig. 2 b, d) kommt die Krümmung der Magnetisierungskurve

wesentlich in Frage. — Die punktierten Sinuslinien veranschaulichen den Verlauf des eingeprägten Magnetfeldes; sie wurden

Fig. 2.



eingezeichnet, um die Phasenverschiebung der Induktion gegen das äußere Feld anzugeben.

Die beiden Kurven Fig. 2 a, c zeigen das Verhalten, das man auf Grund der Untersuchungen von Wirbelströmen in einem Material mit konstanter Permeabilität, wie Kupfer, zu erwarten hatte. Die Phasenverschiebung wächst mit zunehmendem σ, die Induktion durchläuft natürlich keine reine Sinuskurve mehr, sondern eine Sinuskurve, deren Scheitel eingedrückt erscheint. Das rührt von der hier schon bemerkbar werdenden Krümmung der Magnetisierungskurve her; die Induktion steigt für stärkere Magnetisierung weniger stark mit dem eingeprägten Felde an als für schwache.

Fig. 3.

Die Kurven Fig. 2 b, d hingegen zeigen eine neue sehr merkwürdige Erscheinung. Bei starker Magnetisierung und starkem Wirbelstrom verläuft die Induktion nicht mehr in symmetrischer Kurve. Der

Wirbelstrom biegt einseitig die Kurve ein; diese Einbiegung wächst mit der Stärke des Wirbelstromes, mit σ. Die oben aufgestellten Formeln zeigen, daß die Veränderung der Phase des Magnetfeldes im Innern des Kernes durch den Wirbelstrom an dieser Erscheinung schuld ist. Da ich in dieser Arbeit nur das Prinzip zur Ableitung der allgemeinen Formeln gegeben, ihre ausführliche Darstellung aber einer umfassenderen Arbeit vorbehalten habe, soll speziell zur Erklärung der beschriebenen Einbuchtung eine kleine übersichtliche Überschlagsrechnung mitgeteilt werden.

Um sowohl die das Magnetfeld schwächende als die phasenverschiebende Wirkung des Wirbelstromes zum Ausdruck zu bringen, ersetzen wir unseren Eisenkern durch ein elektrisch nicht leitendes Material mit derselben statischen Magnetisierungskurve und eine Kurzschlußwickelung mit Widerstand (w) und Selbstinduktion (L). Der Induktionsstrom in der Kurzschlußwickelung spielt dann die Rolle des Wirbelstromes. Wenn $\frac{\partial \mathfrak{B}}{\partial t}$ die gesamte Änderung des Induktionsflusses durch die Kurzschlußwickelung ist, so gilt zur Berechnung des Wirbelstromes:

$$\frac{\partial \mathfrak{B}}{\partial t} = L \frac{\partial i}{\partial t} + w i.$$

Das Integral dieser Differentialgleichung lautet:

$$i = -\frac{1}{L} \int_0^t \frac{\partial \mathfrak{B}}{\partial t} e^{-\frac{w}{L}(t-\tau)} d\tau.$$

Das homogene Glied sei bereits abgeklungen. Öffnen wir den Kreis der Kurzschlußwickelung, dann zeigt Fig. 4 a den zeitlichen Verlauf der Induktion. Schließen wir den Kreis durch einen großen Widerstand, so können wir das Integral für i mit Hilfe partieller Integration in eine Reihe nach L/w entwickeln:

$$i = \frac{1}{w}\left[\frac{\partial \mathfrak{B}}{\partial t} e^{-\frac{w}{L}(t-\tau)} - \frac{L}{w}\frac{\partial^2 \mathfrak{B}}{\partial t^2} e^{-\frac{w}{L}(t-\tau)} + \frac{L^2}{w^2}\frac{\partial^3 \mathfrak{B}}{\partial t^3} e^{-\frac{w}{L}(t-\tau)} - \cdots\right]_0^t.$$

Brechen wir die Reihe mit dem ersten Gliede ab, da L/w sehr klein angenommen wurde, und setzen wir, dem stationären

Zustande entsprechend, fest, $t = 0$ sei der Zeitpunkt maximaler Magnetisierung, so erhalten wir:

$$i = \frac{1}{w} \frac{\partial \mathfrak{B}}{\partial t}.$$

Der Wirbelstrom ist am stärksten, wenn $\frac{\partial \mathfrak{B}}{\partial t}$ ein Maximum hat oder wenn $\mathfrak{B}$ sein Vorzeichen ändert. Er wird auch an diesen beiden symmetrisch gelegenen Stellen seine stärkste Wirkung haben.

Für kleinen Widerstand genügt diese Näherungsformel nicht. Das Integral muß genauer ausgewertet werden. Das geschieht am übersichtlichsten graphisch. In Fig. 4 ist die zugehörige Konstruktion ausgeführt. Fig. 4a zeigt $\frac{1}{L} \frac{\partial \mathfrak{B}}{\partial t}$, Fig. 4b, c, d, e, f, $\frac{1}{L} \frac{\partial \mathfrak{B}}{\partial t} e^{-\frac{w}{L}(t-\tau)}$ für die verschiedenen Zeiten $\tau = 2, 3, 4, 5, 6$. $i = \int_0^t \frac{\partial \mathfrak{B}}{L \partial t} e^{-\frac{w}{L}(t-\tau)} d\tau$ ist den schraffierten Flächen gleich. Das Maximum dieser Flächen liegt keineswegs bei

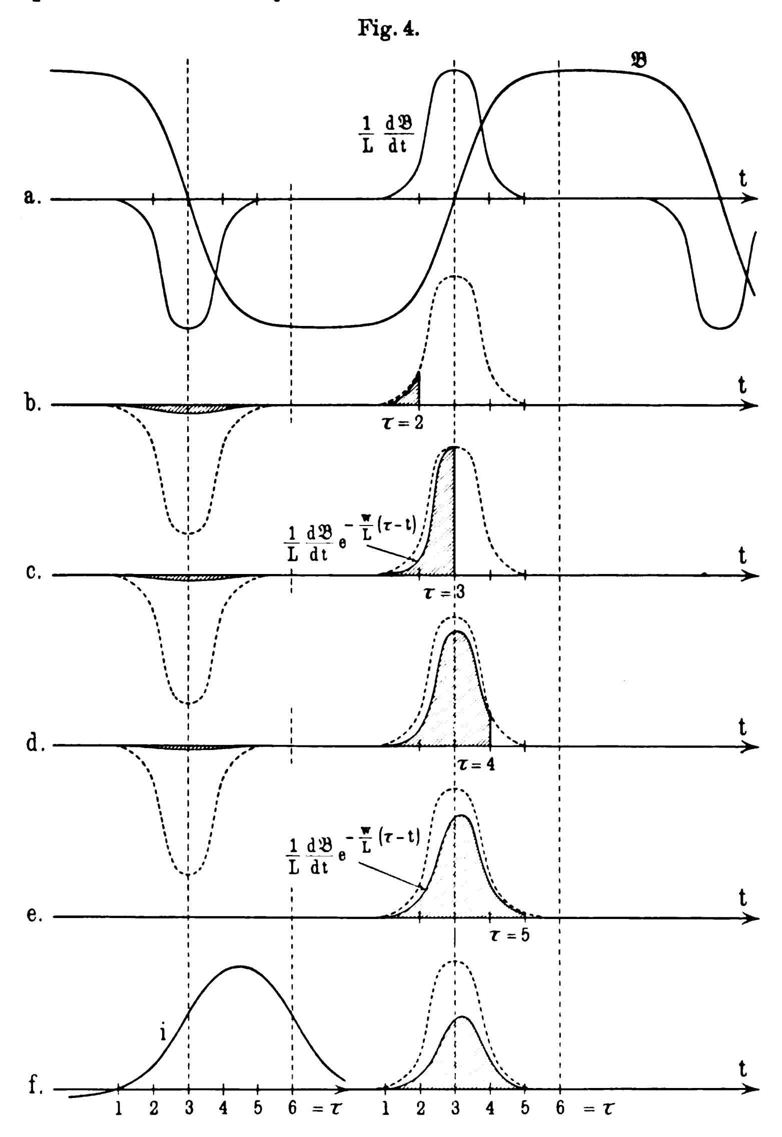
$$\frac{\partial \mathfrak{B}}{\partial t} = \max \quad \text{oder} \quad \mathfrak{B} = 0,$$

sondern wird erst erreicht, nachdem die Induktion durch Null gegangen ist und wieder beträchtliche Werte angenommen hat. Der Wirbelstrom, Kurve i in Fig. 4f, wird die Kurve erst nach Passieren des Nullpunktes unsymmetrisch stark verzerren, wie das auch die exakte Theorie bestätigt. Daß diese kleine Überschlagsrechnung wenigstens qualitativ die Wirkungsweise des Wirbelstromes richtig wiedergibt, selbst wenn man die in Wirklichkeit stattfindende und von den allgemeinen Formeln berücksichtigte komplizierte räumliche Verteilung vernachlässigt, ist natürlich erst nachträglich einzusehen.

Aus dem zeitlichen Verlauf der Induktion habe ich die dynamischen Magnetisierungskurven konstruiert. In Fig. 5 zeigen zwei Gruppen berechneter Kurven die Entwickelungsgeschichte der dynamischen Magnetisierungsschleife. Wir sehen, wie sich der Magnetisierungsvorgang mit wachsender Amplitude des ein-

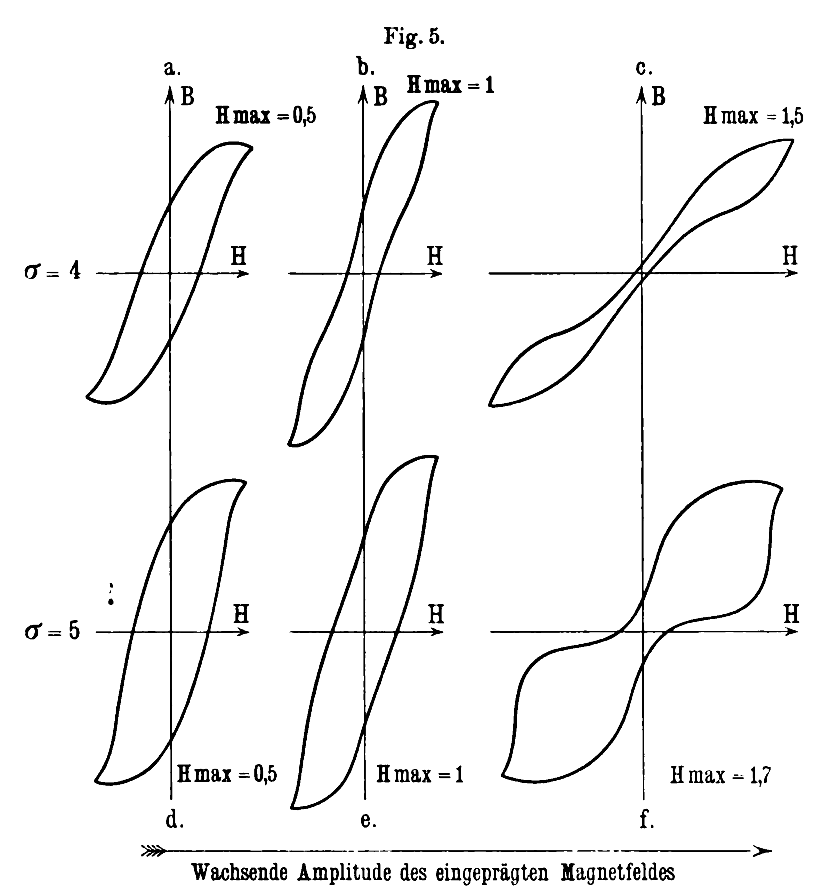
geprägten Feldes ändert. Für schwache Magnetisierung (Fig. 5 a, d) sind alle Kurven der statischen ähnlich, nur nimmt die scheinbare Koerzitivkraft mit σ zu. Mit wachsender Magnetisierungsamplitude bilden sich jedoch immer stärkere Deformationen aus.

Fig. 4.



Je größer σ wird, um so mehr rückt die Ausbauchung von den Enden der Schleife nach $\mathfrak{B} = 0$ hin. Fig. 5 c weicht schon recht beträchtlich von der Form der gewöhnlichen Magnetisierungskurve

Fig. 5.

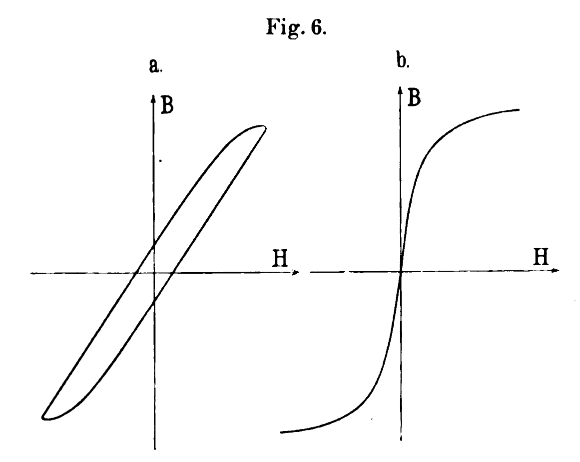


ab, in Fig. 5 f ist kaum noch die Magnetisierungskurve wiederzuerkennen.

Wenn die theoretische Durchrechnung eines Problems derartig merkwürdige Resultate liefert, ist es immer sehr erwünscht, die Richtigkeit der Theorie durch Experimente bestätigen zu können. In der reichhaltigen Literatur fand ich nur eine Arbeit, in der brauchbare Aufnahmen dynamischer Magnetisierungskurven

aufgezeichnet waren. Es ist das die ausgezeichnete Experimentaluntersuchung von Herrn HAUSRATH in Karlsruhe[1]). Er hat die Magnetisierungskurven an schmalen Streifen gewöhnlichen Eisens und an ebenso geformten Streifen weichen Dynamoeisens für verschieden starke eingeprägte Wechselfelder aufgenommen. Zur Berechnung seiner Kurven ist etwa $\sigma = 4$ für das gewöhnliche Eisen, $\sigma = 5$ für das Dynamoblech den wirklichen Verhältnissen entsprechend. Seine Kurven zeigen auch wirklich für $\sigma = 4$ die theoretisch errechnete leichte Ausbiegung an den Enden der Schleife (Fig. 5 c) und für $\sigma = 5$ die starke Ausbauchung (Fig. 5 f). Auch sind seine experimentell aufgenommenen Kurven in der

Fig. 6.



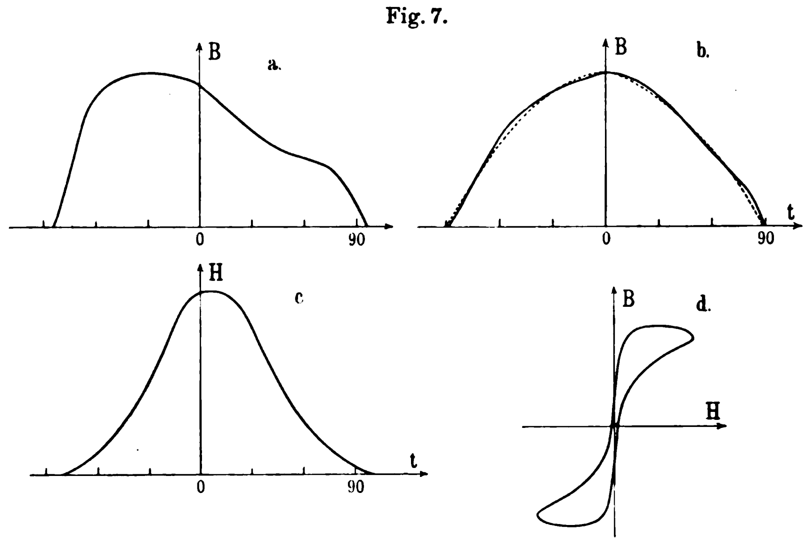
Nähe des Nullpunktes auffallend schmal, genau wie die berechneten. Einen prinzipiellen Unterschied zeigen sie allerdings alle, sie sind viel steiler aufgerichtet. Ein Unterschied war auch zu erwarten. HAUSRATH hat nämlich mit sinusförmiger Spannung gearbeitet, während ich meinen Rechnungen sinusförmigen Strom zugrunde legte. Ehe ich von guter Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment sprechen darf, muß ich erst noch den Nachweis erbringen, daß bei Anwendung sinusförmigen Stromes der Wirbelstrom die Magnetisierungskurve schief legt, während er bei Anwendung sinusförmiger Spannung keinen Grund dazu hat.

---

[1]) H. HAUSRATH, Phys. ZS. 10, 756—762, 1909.

Am deutlichsten zeigt sich diese Schieflegung in der Nähe des Nullpunktes. Wir müssen Verhältnisse wählen, wo der Wirbelstrom im Nullpunkt sein Maximum hat. Wie wir oben sahen, ist dies für kleines σ der Fall. Die Magnetisierungsschleife für $\sigma = 2$ zeigt Fig. 6 a, daneben ist zum Vergleich die statische Magnetisierungskurve (Fig. 6 b) gezeichnet, die der Rechnung zugrunde liegt. Der Wirbelstrom hat hier lediglich die Magnetisierungskurve schief gelegt; der vermutete Grund für den Unter-

Fig. 7.

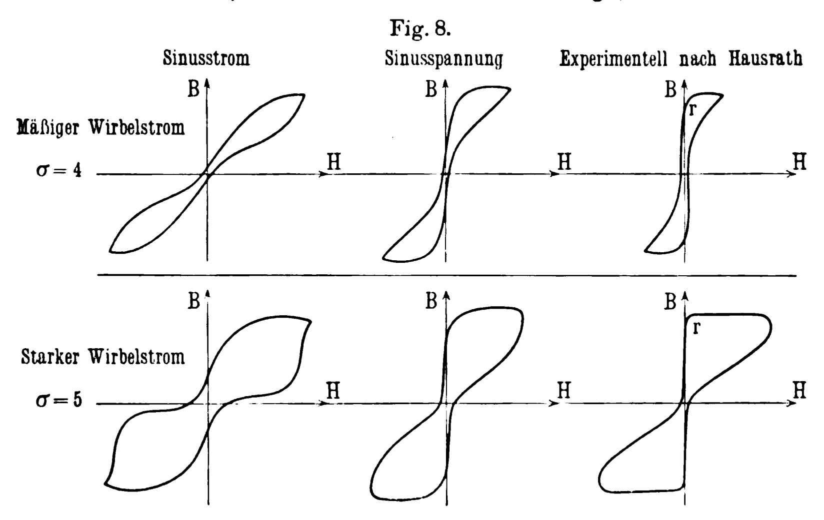


schied der experimentellen und der rechnerischen Resultate ist richtig.

Dieser Befund ließ es aussichtsreich erscheinen, die Berechnung der Magnetisierungskurven für sinusförmige Spannung in Angriff zu nehmen. Eine exakte Durchführung des Problems dürfte kaum möglich sein. Oben waren zwei simultane Differentialgleichungen mit festen Grenzbedingungen zu lösen, jetzt sind auch noch die Grenzbedingungen simultan. Eine hinreichende Übereinstimmung kann man aber erreichen, wenn man probeweise die Kurvenform des eingeprägten Magnetfeldes so lange ändert, bis man einigermaßen sinusförmige Spannung erhält. Fig. 7 a zeigt den zeitlichen Verlauf der Spannung für sinusförmiges Feld, Fig. 7 b stellt den Verlauf der Induktion dar, wenn man ein Feld

mit dem in Fig. 7c gezeichneten zeitlichen Verlauf zugrunde legt. Die punktierte Sinuslinie in Fig. 7b soll nachweisen, daß der Spannungsverlauf recht gut sinusförmig ist. Konstruiert man aus Fig. 7b und c die Magnetisierungsschleife, so erhält man die bedeutend mehr aufgerichtete Gestalt in Fig. 7d. Diese Schleife steht nun in bester Übereinstimmung mit den experimentellen Aufnahmen von HAUSRATH. Ich habe auch für $\sigma = 5$ (Dynamoblech) die Umrechnung ausgeführt und die Resultate in Fig. 8 zusammengestellt. Die Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie ist eine absolute, wenn man noch berücksichtigt, daß HAUSRATH

Fig. 8.



selbst theoretisch nachweist, daß seine Kurven bei *r* etwas mehr abgerundet sein würden, wenn seine Dynamomaschine genau reine Sinusspannung geliefert hätte.

Folgerungen für die Theorie des Magnetismus.

Zum Schluß soll noch kurz angedeutet werden, welche Folgerungen für die Theorie des Magnetismus die mitgeteilten Resultate erwarten lassen. In allen Fällen lassen sich die dynamischen Magnetisierungskurven durch Berücksichtigung des Wirbelstromes quantitativ berechnen, wenn man von der einfachsten Annahme ausgeht, die sich denken läßt: Die Induktion im Eisen

folgt dem eingeprägten Felde momentan. Alle die komplizierten Verzerrungen, die früher zu der Annahme verführten, die Magnetisierung selbst hinge von der Geschwindigkeit ab, sind nur Werke des Wirbelstromes. Soweit das HAUSRATHsche Beobachtungsmaterial theoretische Schlüsse zuläßt, ist festzustellen: Der Magnetisierungsvorgang ist ein momentaner. Experimentelle Aufnahmen mit raschen Wechselströmen von CH. EUG. GUYE und B. HERZFELD [1]), sowie eigene Aufnahmen mit der BRAUNschen Röhre und der schwingenden Bogenlampe, die im Gange sind, bestätigen diese Behauptung.

Wie im Anfang auseinandergesetzt wurde, ist die Ummagnetisierung eines ferromagnetischen Körpers durch Umkehr der Ionen zu erklären, die das Molekül umkreisen und es in einen Elektromagneten verwandeln. Da der Magnetisierungsvorgang ein momentaner ist, muß auch diese Ionenumkehr momentan erfolgen. — Der von LANGEVIN gelieferten Theorie des Diamagnetismus liegt die Anschauung zugrunde, daß die Bahnen derjenigen Ionen, die eine dem eingeprägten Felde entgegengesetzte Magnetisierung erzeugen, durch das Feld vergrößert werden (eine Anschauung, die auch zur Theorie des Zeemaneffektes verwandt wird). Die Verbindung beider Gedanken führt zu folgender Annahme: Beim Ummagnetisieren muß durch das entgegengesetzte Feld die Ionenbahn erst so stark erweitert werden, daß das Ion am Nachbarmolekül anstößt, von diesem zurückprallt und nun seine Bahn in entgegengesetztem Sinne durchläuft. Dieser Vorgang ist der gesuchte momentane, er löst die im Anfang der Arbeit aufgeführten Widersprüche in einfachster Weise, er erklärt zwanglos Hysteresis, Hysteresiswärme, die Verringerung der Hysteresis durch Quermagnetisierung [2]), Abhängigkeit der Koerzitivkraft von der Temperatur.

Zunächst möchte ich die theoretischen Folgerungen der neugewonnenen Anschauung noch nicht ausführlicher darstellen. Um erst einmal die Theorie noch besser zu stützen, habe ich

[1]) GUYE und HERZFELD, C. R. 136, 957—959, 1903; vgl. auch J. ZENNECK, Ann. d. Phys. (4) 12, 869, 1903.
[2]) R. GOLDSCHMIDT, Elektrot. ZS. 31, 218—221, 1910.

selbst mit der Duddellampe und der BRAUNschen Röhre die Magnetisierung bis zu 2500 Wechseln pro Sekunde untersucht. Auch Aufnahmen mit gedämpften Schwingungen sind theoretisch verwendbar. Nur muß der zeitliche Verlauf des Stromes gleichzeitig mit aufgenommen werden. Sonst würden die Kurven für eine theoretische Auswertung unbrauchbar sein. Das gleiche gilt auch für Aufnahmen mit der Poulsenlampe.

Charlottenburg, Phys. Institut d. Technischen Hochschule, 14. April 1910.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

12. Jahrg.	15. Mai 1910.	Nr. 9.

Sitzung vom 29. April 1910.

Vorsitzender: Hr. H. RUBENS.

Hr. **E. Lampe** trägt vor
über die Gleichgewichtsgestalt der Oberfläche einer Flüssigkeit in einer Hohlkugel, die gleichförmig um ihren vertikalen Durchmesser rotiert.

Ferner berichtet Hr. **P. Pringsheim** über
die lichtelektrische Empfindlichkeit der Alkalimetalle als Funktion der Wellenlänge
nach gemeinsam mit Hrn. **R. Pohl** angestellten Versuchen.
(Schon abgedruckt S. 349—360.)

Weiter spricht Hr. **O. Reichenheim** über
das magnetische Spektrum und das Dopplerspektrum der Kanalstrahlen
nach gemeinsam mit Hrn. **E. Gehrcke** angestellten Versuchen.



Zur Veröffentlichung in den Verhandlungen der Gesellschaft sind folgende Mitteilungen eingegangen:

von Hrn. **J. Würschmidt:** Über die Anregbarkeit von Entladungsröhren mit Glühkathode und ihre Verwendbarkeit für die drahtlose Telegraphie. (Schon abgedruckt S. 361—375.)

von Hrn. **Georg Gehlhoff:** Der Kathodenfall in Argon an Kalium und seine Herabsetzung durch den lichtelektrischen Effekt.

Als Mitglied wurde in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Dr. H. Rosenthal, Berlin W. 30, Stübbenstr. 3.
(Vorgeschlagen durch Hrn. H. Rubens.)

Über die Gleichgewichtsgestalt der Oberfläche einer Flüssigkeit in einer Hohlkugel, die gleichförmig um ihren vertikalen Durchmesser rotiert;

von E. Lampe.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 29. April 1910.)
(Vgl. oben S. 403.)

Wenn eine in einem Hohlgefäße befindliche Flüssigkeitsmasse um eine vertikale Achse mit konstanter Winkelgeschwindigkeit ω rotiert, so nimmt ihre freie Oberfläche bekanntlich die Gestalt eines Rotationsparaboloids an, dessen Hauptachse die Rotationsachse ist; der Parameter der Meridianparabel ist $2g/\omega^2$, ihre Scheitelgleichung also $y^2 = 2gx/\omega^2$. Aus den geometrischen Eigenschaften des Rotationsparaboloids folgen manche Erscheinungen des Flüssigkeitskörpers unmittelbar.

Als erstes Beispiel, bei dem sich das Resultat in einfacher Form schnell ergibt, pflegt der Kreiszylinder mit vertikalen Erzeugenden, der um seine Achse rotiert, gewählt zu werden. Da das Volumen des Segments eines Paraboloids zwischen dem Scheitel und einer Normalebene zur Hauptachse halb so groß ist wie das eines Kreiszylinders von der Höhe des Segments über der Endfläche des Segments, so folgt sofort der bekannte Satz: Solange die Winkelgeschwindigkeit unter einer gewissen Grenze bleibt, erhebt sich die Flüssigkeit am Mantel des Zylinders vom Basisradius r ebenso hoch über das ursprüngliche Niveau, wie der Scheitel des Paraboloids unter dasselbe sinkt; die Ebene des ursprünglichen Niveaus hälftet also die Höhe des Paraboloidsegments und schneidet es in einem Kreise vom konstanten Inhalt $\frac{1}{2} r^2 \pi$, vom Radius $\frac{1}{2} r \sqrt{2}$. Wenn die Senkung des Scheitels unter das ursprüngliche Niveau und der Anstieg am Mantel durch x bezeichnet wird, so folgt $r^2 = 2g \cdot 2x/\omega^2$, $x = r^2\omega^2/4g$, d. h. die Größe x ist dem Quadrate der Winkelgeschwindigkeit proportional. Die Höhe der Flüssigkeit im ruhenden Gefäße sei h_0. Der Scheitel erreicht die Basis des Zylinders, wenn $h_0 = r^2\omega^2/4g$; oder $\omega^2 = 4gh_0/r^2$ ist die oben erwähnte Grenze.

Wenn $\omega^2 > 4 g h_0/r^2$, so schneidet die Basis des Zylinders das Paraboloid in einem Kreise, dessen Radius mit ϱ bezeichnet werde; die Höhe, bis zu welcher die Flüssigkeit am Mantel aufsteigt, sei h. Das Volumen der Paraboloidschicht von der Basis bis zur Höhe h ist $^1/_2 \pi h (r^2 + \varrho^2)$. Aus der Parabelgleichung $y^2 = 2 p x$ folgt aber $y_2^2 - y_1^2 = 2 p (x_2 - x_1)$, d. h. $r^2 - \varrho^2 = 2 g h/\omega^2$. Dann ist also $\pi r^2 h - \pi r^2 h_0 = {}^1/_2 \pi h (r^2 + \varrho^2)$; oder nach Einsetzung von $\varrho^2 = r^2 - 2 g h/\omega^2$ findet man $h^2 = r^2 \omega^2 h_0/g$, $h = r \omega \sqrt{h_0/g}$, d. h. die Höhe der Flüssigkeit am Mantel steigt jetzt proportional der Geschwindigkeit. Der Radius ϱ des Kreises in der Basis des Zylinders wird $\varrho = \sqrt{r^2 - 2 r \sqrt{g h_0/\omega^2}}$.

Während im vorstehenden das zylindrische Gefäß von unbegrenzter Höhe vorausgesetzt ist, kann man annehmen, es sei oben durch einen horizontalen Deckel geschlossen. Der Abstand des Deckels von der ruhenden Flüssigkeitsoberfläche sei h_0; der Luftraum oberhalb der Flüssigkeit hat also das Volumen $r^2 \pi h_0$. Solange die Rotationsgeschwindigkeit so klein ist, daß der Anstieg der Flüssigkeit am Mantel des Zylinders nicht die Höhe h_0 erreicht, also der Scheitel des Paraboloids nicht unter h_0 sinkt, gelten die Betrachtungen des vorigen Falles; die Senkung des Scheitels, ebenso der Anstieg der Flüssigkeit am Mantel ist proportional dem Quadrate der Winkelgeschwindigkeit ω. Ist $\omega^2 > 4 g h_0/r^2$, so muß eine neue Überlegung stattfinden. Das Volumen eines Paraboloidsegments von der Höhe x ist $V = p \pi x^2$. Der Scheitel des Rotationsparaboloids befinde sich in der Tiefe h unter dem Deckel; dann ist $\pi r^2 h_0 = \pi h^2 . g/\omega^2$, d. h. $h = r \omega \sqrt{h_0/g}$, proportional zu ω, und der Radius ϱ des Kreises, in welchem der Deckel das Paraboloid schneidet, folgt aus $\varrho^2 = 2 g h/\omega^2 = 2 r \sqrt{g h_0/\omega^2}$.

Da diese Dinge in der Vollständigkeit, wie sie hier behandelt sind, in den Aufgabensammlungen und Lehrbüchern sich nicht vorfinden, habe ich mir erlaubt, die Ergebnisse kurz zusammenzustellen und besonders die geometrischen Eigenschaften des Paraboloids hervorzuheben, auf die es in erster Linie ankommt. Als ich den Gegenstand bei meinem Vortrage über Mechanik an der Kriegsakademie im letzten Winter berührt hatte, fügte ich die Bemerkung hinzu, daß die Rechnung für andere Hohlgefäße nicht auf so schnell auffindbare, besonders auch nicht auf so ein-

fache Resultate führe, und wies ausdrücklich hierbei auf Gefäße in Hohlkugelform hin, mit denen in den Experimentalvorträgen über Physik die betreffenden Versuche vorgeführt zu werden pflegen. Einer meiner Zuhörer, der Herr Oberleutnant THILO, wurde dadurch veranlaßt, die Frage für Hohlkugelgefäße näher zu untersuchen, und fand dabei, daß gerade in dem experimentell immer vorgeführten Falle, bei dem der Scheitel des Paraboloids nicht mehr in der Hohlkugel liegt, sich hübsche und anschauliche Resultate ergeben, die mir unbekannt gewesen waren. In den mir zugänglichen Schriften über Hydromechanik habe ich diese Resultate vergeblich gesucht, obschon sie leicht herzuleiten sind. Aus diesem Grunde gestatte ich mir, die Ergebnisse dieser elementaren Betrachtung hier mitzuteilen.

Bei der Prüfung der von Herrn THILO gefundenen Sätze leuchtete es mir ein, daß, gerade wie in dem Falle des Kreiszylinders, einfache geometrische Beziehungen in Betracht kommen. Daher begründe ich im folgenden jene Sätze unter Voranstellung der benutzten Eigenschaften auf geometrischem Wege und füge einige Erläuterungen hinzu.

Zwei parallele Ebenen vom Normalabstande h mögen eine Kugel in zwei Kreisen von den Radien a und b schneiden; dann hat die zwischen den beiden Ebenen liegende Kugelschicht den körperlichen Inhalt: $V_k = \frac{1}{6}\pi h (3a^2 + 3b^2 + h^2)$. — Zwei parallele Ebenen vom Normalabstande h mögen ein Rotationsparaboloid senkrecht zur Hauptachse in zwei Kreisen von den Radien a und b schneiden; dann hat die zwischen den beiden Ebenen liegende Paraboloidschicht den körperlichen Inhalt: $V_p = \frac{1}{2}\pi h \times (a^2 + b^2)$. — Zwei Kreise von den Radien a und b liegen in zwei parallelen Ebenen vom Normalabstande h so, daß die Verbindungslinie ihrer Mittelpunkte senkrecht zu den beiden Ebenen, also gleich h ist. Man legt durch die beiden Kreise erstens die durch sie bestimmte Kugel, zweitens das durch sie bestimmte Rotationsparaboloid. Dann hat der von den beiden Oberflächen begrenzte Ringkörper das Volumen:

$$V = V_k - V_p = \frac{1}{6}\pi h^3.$$

Dieses Volumen V ist nur abhängig von dem Normalabstande der beiden parallelen Ebenen, dagegen unabhängig von der Größe

der Radien a und b der zum Ausgange gewählten Kreise. V ist das Volumen einer Kugel vom Durchmesser h. Der zur Begrenzung dieses Ringkörpers dienende Teil der Kugelfläche ist eine Kugelzone vom Flächeninhalte $2\pi r h$, unabhängig von a und von b. Hieraus fließt sofort der erste von Herrn THILO auf anderem Wege abgeleitete Satz:

I. Wenn eine Hohlkugel, welche Flüssigkeit bis zu einer beliebigen Höhe enthält, so schnell um ihren vertikalen Durchmesser gleichförmig rotiert, daß der Scheitel des die freie Oberfläche bildenden Rotationsparaboloids nicht innerhalb der Kugel liegt, so bildet die Flüssigkeit innerhalb der Kugel einen Ringkörper zwischen zwei horizontalen Ebenen von konstantem Abstande h, wo h, unabhängig vom Kugelradius r, der Durchmesser einer Kugel ist, die dasselbe Volumen hat wie die in der Kugel enthaltene Flüssigkeit. Bei größerer Rotationsgeschwindigkeit steigt der Ringkörper von Flüssigkeit innerhalb der Hohlkugel; erst bei unendlich großer Winkelgeschwindigkeit ist die Mittellinie des Ringkörpers der horizontale Großkreis der Kugel. Die von der Flüssigkeit benetzte Zone der Kugel hat für jede Winkelgeschwindigkeit den Flächeninhalt $2\pi r h$.

Zwei parallele Sehnen eines Kreises vom Radius r mögen die Länge $2a$ und $2b$, den Normalabstand h haben. Man legt durch die Endpunkte der beiden Sehnen die durch diese vier Punkte bestimmte Parabel. Man zieht ferner vom Mittelpunkte M des Kreises die Normale MN an die Parabel (N Fußpunkt der Normale, aber nicht der Scheitel der Parabel). Dann ist bekannt $MN = n$, die kürzeste Verbindungslinie zwischen M und der Parabel.

Die Scheitelgleichung der Parabel sei $y^2 = 2px$; die Gleichung des auf dasselbe Koordinatensystem bezogenen Kreises ist $(x - x_0)^2 + y^2 = r^2$. Für die Schnittpunkte von Kreis und Parabel findet man hieraus:

$$x_1 = x_0 - p + \sqrt{r^2 + p^2 - 2px_0}, \quad x_2 = x_0 - p - \sqrt{r^2 + p^2 - 2px_0};$$

also ist $x_1 - x_2 = h = 2\sqrt{r^2 + p^2 - 2px_0}$. Da die Subnormale der Parabel die konstante Länge p hat, so ist die Abszisse von N gleich $x_0 - p$. Nun ist für die zugehörige Ordinate $y^2 = 2p(x_0 - p)$,

daher $n^2 = y^2 + p^2 = 2p(x_0 - p) + p^2 = 2px_0 - p^2$. Aus $h^2 = 4(r^2 + p^2 - 2px_0)$ folgt aber $2px_0 - p^2 = r^2 - {}^1/_4 h^2$, d. h.

$$n = \sqrt{r^2 - {}^1/_4 h^2},$$

nur abhängig von dem Normalabstande h der beiden zum Ausgange gewählten Sehnen, aber nicht von ihren Längen a und b. Daraus fließt der zweite von Herrn THILO gefundene Satz:

II. Die größte Dicke d des Flüssigkeitsringes innerhalb der gegebenen Hohlkugel, gemessen auf den von ihrem Mittelpunkte M ausgehenden Radien, ist von der Rotationsgeschwindigkeit unabhängig, und zwar ist

$$d = r - \sqrt{r^2 - {}^1/_4 h^2},$$

wo h die im ersten Satze angegebene Länge ist. Alle Flüssigkeitsringe berühren bei verschiedenen Winkelgeschwindigkeiten die Kugel vom Radius $\varrho = \sqrt{r^2 - {}^1/_4 h^2}$. — Geometrisch: Alle Rotationsparaboloide, deren Rotationsachsen durch den Mittelpunkt einer Kugel gehen und die die Kugel in zwei Kreisen vom Normalabstande h schneiden, berühren eine andere Kugel vom Radius $\varrho = \sqrt{r^2 - {}^1/_4 h^2}$.

Die Verallgemeinerungen der im vorstehenden ausgesprochenen geometrischen Sätze durch affine Transformationen liegen auf der Hand.

Zum Schlusse möge noch die allgemeine Behandlung der mechanischen Aufgabe für die Kugel kurz angegeben werden.

Der Anfangspunkt O der Koordinaten sei der tiefste Punkt der Kugel, die x-Achse OX sei horizontal (eine Tangente der Kugel in O), die y-Achse vertikal nach oben (der Durchmesser der Kugel durch O). Der größte Kugelkreis in der xy-Ebene hat dann die Gleichung $x^2 = y(2r - y)$. Die Parabel, in welcher die xy-Ebene das Rotationsparaboloid schneidet, hat die Gleichung $x^2 = 2p(y - y_0)$, wo $p = g/\omega^2$, y_0 die Ordinate des Scheitels der Parabel ist. Aus beiden Gleichungen ergeben sich die Ordinaten der Schnittpunkte beider Kurven durch Auflösung der Gleichung $y^2 - 2(r - p)y - 2py_0 = 0$:

$$y_1 = r - p + \sqrt{(r-p)^2 + 2py_0}, \quad y_2 = r - p - \sqrt{(r-p)^2 + 2py_0}.$$

Der zweite Wert y_2 ist negativ, wenn y_0 positiv ist. In diesem Falle schneidet die Parabel den Kreis nur in den zu y_1 gehörigen Punkten; der Scheitel des Paraboloids liegt innerhalb der Hohl-

kugel. Es sei $y_0 \gtreqless 0$. Dann gibt y_2 zwei reelle Schnittpunkte von Kreis und Parabel. Nunmehr ist $y_1 - y_2 = h$ (gleich dem Durchmesser der Kugel, deren Volumen gleich dem der Flüssigkeit ist), also:

$$h^2 = 4[(r-p)^2 + 2py_0],$$

$$y_0 = \frac{1}{2p}\left[\frac{h^2}{4} - (r-p)^2\right] = \frac{\omega^2}{2g}\left[\frac{h^2}{4} - \left(r - \frac{g}{\omega^2}\right)^2\right].$$

Damit also die Ringbildung der Flüssigkeit innerhalb der Hohlkugel eintrete, muß man haben:

$$\frac{h^2}{4} \leqq \left(r - \frac{g}{\omega^2}\right)^2, \quad \omega^2 \gtreqless \frac{g}{r - {}^1/_2 h}.$$

In dem Falle $\omega^2 = g/(r - {}^1/_2 h)$ berührt das Paraboloid die Kugel im Scheitel. Aus $y_1 - y_2 = h$ und $y_1 + y_2 = 2(r-p)$ $= 2(r - g/\omega^2)$ erhält man endlich für die Höhen y_1 und y_2, in denen sich die den Ring begrenzenden Ebenen befinden:

$$y_1 = r - g/\omega^2 + {}^1/_2 h, \quad y_2 = r - g/\omega^2 - {}^1/_2 h,$$

woraus:

$$\omega^2 = \frac{g}{r + {}^1/_2 h - y_1} = \frac{g}{r - {}^1/_2 h - y_2}.$$

Wenn $\omega^2 < g/(r - {}^1/_2 h)$ ist, so hängt die vollständige Lösung der Aufgabe von der Auflösung einer biquadratischen Gleichung ab.

Der Kathodenfall in Argon an Kalium und seine Herabsetzung durch den lichtelektrischen Effekt;

von Georg Gehlhoff.

(Vorläufige Mitteilung.)

(Vorgelegt in der Sitzung vom 29. April 1910.)

(Vgl. oben S. 404.)

Über den Einfluß der Bestrahlung mit sichtbarem Licht auf das Kathodengefälle hatten HARRY DEMBER und der Verfasser[1]) Versuche an einer mit Wasserstoff gefüllten Zelle mit Kalium-Natrium-Legierung als Kathode angestellt. Neben einer sehr starken Herabsetzung des normalen Kathodenfalles hatte sich bei stark anormalem Kathodenfall eine geringe Erhöhung dieses bei der Bestrahlung gezeigt.

Da besonders diese Erscheinung Anlaß zu Widerspruch gegeben hatte, schien es wünschenswert, gelegentlich einer Messung des Kathodenfalles in Argon an Kalium eine Nachprüfung vorzunehmen.

Das Argon war durch Überleiten von Luft über glühendes Calcium und Kupferoxyd erhalten, mit glühendem Calcium in einem Hartglasrohr sowie Glimmentladung über Kalium-Natrium-Legierung gereinigt und mit Phosphorpentoxyd getrocknet. Kurz vor dem Entladungsrohr befand sich ein U-förmiges, mit flüssiger Luft gekühltes Rohr, um das Argon von eventuellen Fettdämpfen und Wasserdampf zu reinigen. Bei den hier in Betracht kommenden niedrigen Drucken ist die Verflüssigung des Argons nicht zu befürchten.

Das Kalium war nach der bekannten Methode von ELSTER und GEITEL[2]) rein in das Entladungsrohr als Kathode eingeführt. Das Entladungsrohr hatte eine Weite von 8 cm und eine Länge von 10 cm und war mit einer beweglichen, bis auf eine kurze Spitze in Glas eingeschmolzenen Sonde versehen.

---

[1]) HARRY DEMBER und GEORG GEHLHOFF, Verh. d. D. Phys. Ges. **8**, 264—267, 1906.

[2]) J. ELSTER u. H. GEITEL, Wied. Ann. **41**, 161, 1890; **8**, 263, 1906.

Nach vollständiger Evakuierung wurde Argon mit einem Druck von 5 mm Quecksilber eingelassen. Bei einer Stromstärke von $0,9 . 10^{-3}$ Amp. war die Kaliumelektrode nur zur Hälfte mit Glimmlicht bedeckt, der Kathodenfall normal. Er betrug 64 Volt, wenn die Sonde sich im negativen Glimmlicht befand.

Die Bestrahlung der Kathode erfolgte durch einen Glastubus mit Quarzfenster von 2 cm Durchmesser mit Hilfe einer Quarzquecksilberdampflampe; das Licht dieser Lampe fiel in einem Winkel von etwa 45° auf. Durch ein über den Glastubus übergeschobenes Papprohr und Diaphragmen wurde erreicht, daß nur die Kaliumelektrode belichtet wurde. Alles Nebenlicht wurde sorgfältig abgeschirmt. Die Sonde war gegen direkte Bestrahlung geschützt.

Bei Bestrahlung mit der Quarzlampe sank nun der Kathodenfall von 64 Volt auf 38,5 Volt, wobei die Stromstärke auf $1,2 . 10^{-3}$ Amp. stieg. Wurde zwischen Quarzfenster und Quarzlampe eine etwa 2 mm starke Glasplatte eingeschaltet, so ging der Kathodenfall von 64 Volt auf 47 Volt herunter. Bei Fortnahme der Belichtung ging er wieder auf den ursprünglichen Wert von 64 Volt zurück. Die Einstellungen waren sehr konstant und konnten beliebig oft wiederholt werden.

Wurde die Stromstärke erhöht, bis eben die ganze Elektrode vom Glimmlicht bedeckt war, so änderte das nichts an den Werten.

Wurde dagegen die Stromstärke erhöht, bis der Kathodenfall stark anormal war, so trat bei Belichtung der umgekehrte Effekt ein: Der Kathodenfall stieg um 10 bzw. 8 Volt, die Stromstärke wurde ganz wenig kleiner. Auch diese Erscheinung war ganz regelmäßig. Eine Erklärung hierfür konnte bisher nicht gefunden werden. An eine Wirkung auf die Sonde wird man, zumal bei Bestrahlung durch eine Glasplatte, nicht denken können.

Sobald die Oberfläche der Kaliumelektrode verunreinigt war, was bei Bruch des Fallrohres der Quecksilberpumpe eintrat, wurde der Effekt vollständig unregelmäßig.

Die bisherige Versuchsanordnung soll verlassen werden. Auch sollen diese Versuche an anderen Alkalimetallen ausgeführt sowie auch die Abhängigkeit des Effektes von der Stromstärke festgestellt werden.

In der oben zitierten Arbeit hatten wir gefunden, daß die Bestrahlung einer Kupferkathode mit sichtbarem Licht auf den Kathodenfall in Wasserstoff ohne Einfluß ist. Auch bei Bestrahlung mit ultraviolettem Licht durch eine Quarzplatte fand ich gar keine Einwirkung auf den Kathodenfall. Der lichtelektrische Strom an einer Kupferkathode ist viel zu klein, als daß er sich bei der Glimmentladung stark bemerkbar machen könnte. Es soll mit Hilfe einer Kompensationsschaltung noch einmal versucht werden, den, wenn überhaupt vorhandenen, sicher sehr kleinen Effekt nachzuweisen.

Es ergibt sich somit die qualitative Bestätigung aller Resultate der gemeinsam mit H. Dember ausgeführten Versuche.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität, April 1910.

Das magnetische Spektrum und das Dopplerspektrum der Kanalstrahlen;
von E. Gehrcke und O. Reichenheim.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)
(Vorgetragen in der Sitzung vom 29. April 1910.)
(Vgl. oben S. 403.)

---

§ 1. W. WIEN[1]) und späterhin J. J. THOMSON[2]) fanden, daß in den Wasserstoffkanalstrahlen zwei Arten positiv geladener Teilchen enthalten sind; für die einen ist $e/m = 10^4$, für die anderen $= 5.10^3$. THOMSON schließt hieraus, daß die ersteren Teilchen Wasserstoffatome, die zweiten Wasserstoffmoleküle mit je einer Elementarladung sind. Die Geschwindigkeiten dieser Wasserstoffatom- und Wasserstoffmolekülstrahlen sind verschieden, und zwar ist die der Atomstrahlen größer als die der Molekülstrahlen. THOMSON fand diese beiden Arten von Wasserstoffstrahlen in allen von ihm untersuchten Gasen wieder; nur im Helium trat noch eine dritte Strahlenart auf, deren e/m sich zu $2{,}5.10^3$ ergab und die somit dem einwertigen Heliumion entsprechen würde.

Dieses Ergebnis, das im wesentlichen mit älteren Versuchen W. WIENS im Einklang ist, ist unter anderem dadurch bemerkenswert, daß Ionen anderer Gase, wie Sauerstoff, Stickstoff usw. in den Kanalstrahlen dieser Stoffe nicht beobachtet worden sind; J. J. THOMSON gibt an, daß er nach solchen Ionen gesucht habe, ohne sie indes finden zu können; er vertritt die Anschauung, daß die Sauerstoff- und Stickstoffkanalstrahlen eine Umwandlung in Wasserstoff erfahren.

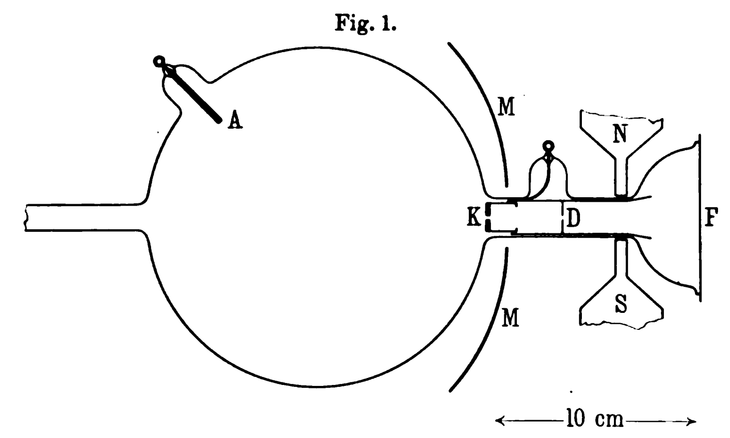
Man wird aus den bisher vorliegenden Beobachtungen schließen, daß die positiven Ionenstrahlen in Sauerstoff, Stickstoff usw., wenn sie existieren, schwieriger als Wasserstoffstrahlen wahrzunehmen sind. Wir haben versucht, die Anordnungen zur Beobachtung der Strahlen günstiger zu gestalten, und sind dabei nach folgenden

---

[1]) W. WIEN, Ann. d. Phys. (4) **8**, 263, 1902; (4) **5**, 431, 1901.
[2]) J. J. THOMSON, Phil. Mag. (6) **13**, 573, 624, 1907.

Gesichtspunkten verfahren: Da die Strahlen von großer Masse eine kurze Flugweite[1]) haben, ist die Entfernung zwischen Fluoreszenzschirm und Kathode möglichst zu verkürzen; da die Kanalstrahlen am leichtesten scharfe Fluoreszenzflecke erzeugen, wenn der Dunkelraum sich unbehindert von Glaswänden vor der Kathode ausbreiten kann und der Anode nicht zu nahe kommt, ist das Entladungsgefäß groß zu wählen; entsprechend der Umwandlungstheorie von W. WIEN ist die magnetische Ablenkung durch ein möglichst kurzes Magnetfeld zu bewirken, wenn man scharfe Fluoreszenzflecke erhalten will; die Helligkeit der Fluoreszenzflecke wird dadurch verstärkt werden, daß man den Fluoreszenz-

Fig. 1.



schirm möglichst nahe an das Magnetfeld heransetzt, da die Divergenz der einzelnen Strahlenbündel dann weniger schädlich ist.

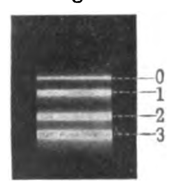
Es wurde die in Fig. 1 dargestellte Röhre benutzt. Hier bedeutet K eine mit Schlitz versehene Kathode, A die Anode (Aluminiumstift), D ein Diaphragma in einem Zylinder aus Drahtgaze; letzterer sowie das Diaphragma D und die Kathode K sind geerdet. Der Elektromagnet NS (in Fig. 1 um 90° gedreht) zerlegt die durch einen BOASschen Induktor von 25 cm Schlagweite erzeugten Kanalstrahlen in mehrere Bündel, die, wie auch schon THOMSON findet, im höheren Vakuum ziemlich scharf voneinander getrennte Fluoreszenzflecke auf dem Willemitschirm F erzeugen.

[1]) Vgl. P. EWERS, Wied. Ann. 69, 167, 1899; Jahrb. d. Radioakt. u. Elektron. 3, 309, 1906.

Es mag noch bemerkt werden, daß wir nach dem Vorgange von W. WIEN einen magnetischen Schirm M und ferner eine aus einem Eisenring bestehende Kathode anwandten, an deren Vorderseite eine wie bei den THOMSONschen Versuchen aus Calcium bestehende, mit Schlitz versehene Platte aufgenietet war, um die Entladung im höheren Vakuum leichter hindurchgehen zu lassen.

Außer den beiden, auch von THOMSON näher untersuchten und von ihm dem Wasserstoff zugeschriebenen, ablenkbaren Fluoreszenzflecken beobachteten wir in Luft und Sauerstoff noch einen dritten, weniger ablenkbaren Fluoreszenzfleck, der zwischen dem Fleck des neutralen, unabgelenkten Strahles und den beiden Wasserstoffflecken lag. Durch die Anwesenheit von Sauerstoff und Wasserdampf wurde die Helligkeit des neuen Fluoreszenzfleckes gesteigert, in Wasserstoff, Helium und Argon konnte er

Fig. 2.



trotz großer Helligkeit der beiden anderen Flecke nicht gefunden werden.

In Fig. 2 ist das Aussehen der Fluoreszenzflecke wiedergegeben. Man erkennt den neutralen, unabgelenkten Fleck 0 und die im positiven Sinne abgelenkten Flecke 1, 2, 3. Die Ablenkungen derselben von 0 verhalten sich wie 1 : 1,4 : 4, also wie $1 : \sqrt{2} : \sqrt{16}$. Sofern man annehmen darf, daß die Ladungen der jedem Fleck entsprechenden, positiven Teilchen einander gleich sind und die Geschwindigkeiten durch ein und dieselbe beschleunigende Ursache (etwa einen gewissen Bruchteil des Kathodenfalls) bewirkt werden, kommt man zu dem Schluß, daß sich die Massen der Teilchen wie 1:2:16 verhalten, d. h. wie 1 Atom Wasserstoff : 1 Molekül Wasserstoff : 1 Atom Sauerstoff.

Das Intensitätsverhältnis der Fluoreszenzflecke ist Änderungen unterworfen, wenn man den Druck und die Entladungsbedingungen variiert. Im allgemeinen ist der dem H-Atomstrahl ent-

sprechende Fluoreszenzfleck der hellste, zuweilen aber, besonders in reinem Wasserstoff, bei geringem Druck, ist der Fluoreszenzfleck des Molekülstrahles ebenso hell oder sogar heller als der des Atomstrahles. Wenn die in Fig. 1 angegebene Röhre soeben frisch mit feuchter Luft gefüllt war, pflegte der vermutlich vom Sauerstoff herrührende Fleck die größte Intensität zu besitzen. Mit der Zeit nahm seine Intensität aber stets ab, und nach stundenlanger Dauer des Versuches bei mehrmaliger Füllung mit reinem Wasserstoff war er gänzlich verschwunden.

Außer den genannten, magnetisch ablenkbaren Fluoreszenzflecken wurde gelegentlich noch ein Fleck beobachtet, dessen magnetische Ablenkbarkeit etwa $1/3$ derjenigen des dem Sauerstoff zugeschriebenen Fluoreszenzfleckes betrug. Es muß vorläufig dahingestellt bleiben, ob dieser Fleck etwa von Hg-Strahlen gebildet wurde.

In Helium beobachteten wir die schon von THOMSON entdeckten drei ablenkbaren Fluoreszenzflecke, von denen er annimmt, daß sie von H, H_2 und He-Teilchen mit je einer Elementarladung erzeugt werden. In unserem Versuch war das Verhältnis der Ablenkungen der drei Flecke $= 1:1{,}4:2$, also wie $1:\sqrt{2}:\sqrt{4}$. Dies ist in völliger Übereinstimmung mit dem soeben erwähnten Schluß von THOMSON.

In Argon und Stickstoff wurden die beiden Wasserstoffflecke beobachtet, die Realität eines dritten, dem Atom des Argons oder Stickstoffs entsprechenden Fluoreszenzfleckes können wir nicht mit Sicherheit behaupten.

§ 2. Die, soweit die bisherigen Erfahrungen reichen, unwiderlegte Annahme, daß die mit einer einfachen Elementarladung beladenen Wasserstoffatom- und die Wasserstoffmolekülstrahlen durch ein und dieselbe beschleunigende Ursache entstehen, die auch durch obige Messung gestützt wird, wird durch die Gleichung ausgedrückt:

$$1/2\,\mu_H \cdot v_H^2 = 1/2\,\mu_{H_2} \cdot v_{H_2}^2,$$

wo μ die Massen, v die Geschwindigkeiten der H- bzw. H_2-Strahlen bedeuten. Hieraus folgt, da

$$2\,\mu_H = \mu_{H_2}$$

ist, die Beziehung

$$v_H = \sqrt{2} \cdot v_{H_2}.$$

Diese letzte Gleichung wollen wir nun etwas näher ins Auge fassen. Nehmen wir an, von einem Wasserstoffstrahl mit den Teilchen H und H_2 der obigen Geschwindigkeiten v_H und v_{H_2} werde eine Spektrallinie λ ausgesandt. Dann folgt, daß auch die Dopplereffekte (Starkeffekte) $(\Delta\lambda)_H$ und $(\Delta\lambda)_{H_2}$ im Verhältnis $\sqrt{2}$ stehen müssen. Wenn wir also umgekehrt an Wasserstofflinien positiver Strahlen Dopplereffekte mit eigentümlicher Intensitätsverteilung wahrnehmen, deren Maxima sich wie $1:\sqrt{2}$ verhalten, so werden wir umgekehrt die Annahme machen können, daß die Träger dieser verschobenen Spektrallinien zu der Zeit, als sie beschleunigt wurden, Wasserstoffatome und Wasserstoffmoleküle waren. Damit haben wir dann die Möglichkeit, die von PASCHEN [1]) entdeckten beiden Maxima im Dopplerspektrum von Wasserstoffkanalstrahlen auf einfache Weise und in völliger Parallele zum magnetischen Spektrum zu erklären.

Die Versuche von STARK und STEUBING [2]) und die neueren von STRASSER [3]) sind mit unserer Erklärung im Einklang. Wenn man die Werte der Abszissen der beiden Maxima in der Intensitätsverteilung des Dopplerspektrums aus den Figg. 4 und 5 (S. 985 u. 986) bei STARK und STEUBING, l. c. und Figg. 3 und 6 (S. 895 u. 898) bei STRASSER entnimmt, so wird man etwa folgende Zahlenwerte für das Verhältnis $(\Delta\lambda)_H:(\Delta\lambda)_{H_2} = v_H/v_{H_2}$ finden: 1,50, 1,44, 1,45, 1,35. Dies ist aber wohl innerhalb der Versuchsfehler als mit dem Wert $\sqrt{2} = 1,41$ identisch anzusehen. — Auch für das Verhältnis v_{II}/v_I der Grenzgeschwindigkeiten der Dopplerstreifen fanden STARK und STEUBING [4]) nahezu den Wert $\sqrt{2}$.

Die Parallele zwischen den durch die Ablenkungsversuche gefundenen magnetischen Spektren und dem Dopplerspektrum läßt sich noch weiter ziehen, wenn man die unter § 1 angeführten Beobachtungen über das Intensitätsverhältnis der Fluoreszenzflecke heranzieht. Wie PASCHEN gefunden hat, hängt die Intensitätsverteilung in der bewegten Linie von den Entladungsbedingungen ab, unter denen die Kanalstrahlen entstehen; die beiden, nach

[1]) F. PASCHEN, Ann. d. Phys. (4) 23, 247, 1907.
[2]) J. STARK u. W. STEUBING, ebenda (4) 28, 974, 1909.
[3]) B. STRASSER, ebenda (4) 31, 890, 1910.
[4]) J. STARK u. STEUBING, l. c., S. 993.

unserer Auffassung von einem Wasserstoffatom- und Wasserstoffmolekülstrahl herrührenden Maxima in der Intensitätskurve der verschobenen Linie sind je nach dem im Entladungsraume herrschenden Druck und der Größe des Kathodenfalles mehr oder weniger ausgeprägt, und auch das Intensitätsverhältnis der beiden Maxima ist Änderungen unterworfen. Ferner sind nach STRASSER Verunreinigungen des Wasserstoffs von bedeutendem Einfluß. Dasselbe ist auch für die in unserer Fig. 1 dargestellten Röhre mit dem magnetischen Spektrum der Kanalstrahlen der Fall (vgl. S. 416).

Wir möchten hiernach also vermuten, daß die beiden Hauptmaxima des Dopplerspektrums von Wasserstoffkanalstrahlen dadurch zustande kommen, daß sowohl Wasserstoffatome wie -moleküle durch die gleiche beschleunigende Wirkung ihre Geschwindigkeit erhalten haben. Da andererseits durch GOLDSTEIN und W. WIEN festgestellt wurde, daß nicht die magnetisch ablenkbaren, sondern vielmehr die unablenkbaren Strahlen Licht aussenden, so bleibt nur übrig, weiter zu folgern, daß die leuchtenden Wasserstoffteilchen nach Empfang ihrer Geschwindigkeit ihre Ladung verloren haben müssen, wenn sie vorher eine Ladung gehabt haben sollten. Wenn man nicht annehmen will, daß Atome und Moleküle des Wasserstoffs dieselben Linien aussenden, so wird man hiernach weiter schließen müssen, daß die leuchtenden Teilchen außer der eventuellen Neutralisierung zum Teil noch eine Umwandlung im Sinne eines Zerfalls oder einer Vereinigung erlitten haben. Die Frage, ob das Licht der Kanalstrahlen von neutralen oder geladenen Teilchen ausgesandt wird, wird hierdurch nicht entschieden.

---

82. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte in Königsberg i. Pr. 1910.

Vom 18. bis 24. September d. J. findet in Königsberg i. Pr. die Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte statt. Wie alljährlich, so wird auch diesmal die Abteilung für Physik mit der Deutschen Physikalischen Gesellschaft gemeinschaftlich tagen. Da den im Juli zum Versand gelangenden Einladungen zur Versammlung schon ein vorläufiges Programm der Abteilungssitzungen beigelegt werden soll, so bitten die Unterzeichneten höflichst, Anmeldungen zu Vorträgen und Demonstrationen, sowie etwaige Anfragen wegen der verfügbaren Hilfsmittel möglichst bis zum 10. Juni an den mitunterzeichneten ersten Einführenden der Abteilung Physik gelangen zu lassen.

Die Sitzungen finden im physikalischen Institut der Universität statt, dessen Mittel für Demonstrationen zur Verfügung stehen.

Für die Deutsche Physikalische Gesellschaft:

Rubens,
Vorsitzender.

Für die Abteilung Physik der Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte:

W. Kaufmann,
1. Einführender.

O. Troje,
2. Einführender.

Adresse für Anfragen und Anmeldungen: **Königsberg i. Pr., Physikalisches Institut der Universität, Steindamm 6.**

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

12. Jahrg. 30. Mai 1910. Nr. 10.

Sitzung vom 13. Mai 1910.

Vorsitzender: Hr. H. RUBENS.

Der Rechnungsführer Hr. **P. Micke** erstattet über Einnahme und Ausgabe der Gesellschaft im Jahre 1909 Bericht und legt die weiter unten abgedruckte Vermögens-Bilanz, sowie die Übersicht des Gewinn- und Verlust-Kontos der Gesellschaft vor.

Ein Antrag der Revisoren, der Herren M. Frhr. v. SEHERR-THOSS und O. KRIGAR-MENZEL, die Entlastung zu erteilen, wird angenommen.

Der vom Rechnungsführer vorgelegte Voranschlag für Einnahmen und Ausgaben im neuen Geschäftsjahre wird ohne Widerspruch genehmigt.

Aus den nun folgenden Wahlen geht der Vorstand und Beirat, wie folgt, hervor:

Hr. F. KURLBAUM, Vorsitzender.
Hr. H. RUBENS, }
Hr. M. PLANCK, } Beisitzer.
Hr. E. WARBURG, }
Hr. E. HAGEN, }



Hr. W. NERNST,
Hr. H. DU BOIS,
Hr. A. KOEPSEL, } Beisitzer.
Hr. H. BOAS,
Hr. A. WEHNELT,
Hr. P. MICKE, Rechnungsführer.
Hr. E. JAHNKE, stellvertretender Rechnungsführer.
Hr. O. v. BAEYER, Schriftführer.
Hr. R. POHL, stellvertretender Schriftführer.
Hr. M. Frhr. v. SEHERR-THOSS, } Revisoren.
Hr. O. KRIGAR-MENZEL,
Hr. E. REGENER, Bibliothekar.
Hr. F. KIEBITZ, stellvertretender Bibliothekar.
Hr. R. ASSMANN, } Redakteure der „Fortschritte der Physik“,
Hr. K. SCHEEL,

letzterer zugleich Redakteur der „Verhandlungen“ der Gesellschaft.

In den Wissenschaftlichen Ausschuß werden gewählt:

Hr. O. CHWOLSON,	Hr. E. PRINGSHEIM,
Hr. W. KAUFMANN,	Hr. K. SCHEEL,
Hr. P. LEBEDEW,	Hr. P. VOLKMANN,
Hr. E. LECHER,	Hr. M. WIEN,
Hr. A. v. OETTINGEN,	Hr. W. WIEN.

Zum Vorsitzenden des Wissenschaftlichen Ausschusses wird nach § 17 (drittletzter Absatz) der Satzungen vom Beirat in Gemeinschaft mit dem Vorstande Hr. W. VOIGT gewählt.

Die Sitzungstage der Gesellschaft werden für das Vorstandsjahr 1910/11 folgendermaßen festgesetzt:

Im Jahre 1910:

Mai: Freitag, den 13. und 27.
Juni: „ „ 10. und 24.

Oktober: Freitag, den 21.
November: „ „ 4. und 18.
Dezember: „ „ 2. und 16.

Im Jahre 1911:

Januar:	Freitag,	den	13. und 20.
Februar:	„	„	3. und 17.
März:	„	„	3. und 17.
April:	„	„	28.
Mai:	„	„	12. und 26.

Sodann spricht Hr. **O. Hahn** über

Gesetzmäßigkeiten bei der Emission von β-Strahlen und über die Absorption derselben in Materie.

Ferner berichtet Hr. **J. Franck**

über Beziehungen zwischen FARADAYschem Gesetz und Gasentladungen

nach gemeinsam mit Hrn. **A. Wehnelt** angestellten Versuchen.

Zur Veröffentlichung in den „Verhandlungen" wird eine Mitteilung von Hrn. **E. Goldstein:**

Über die Darstellung der Grundspektra von Kalium, Rubidium und Cäsium

vorgelegt.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. R. SCHMEHLIK, Berlin SW. 61, Lankwitzstr. 2.
(Vorgeschlagen durch Hrn. W. SCHEFFER.)

Hr. H. CLYDE SNOOK, Philadelphia, Pa. 417, Mariner & Merchant Building.
(Vorgeschlagen durch Hrn. W. WESTPHAL.)

Vermögens-Bilanz der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

am 31. Dezember 1909.

Aktiva.

	Mark	Pf.
Bibliothek-Konto	12 920	—
Effekten-Konto [1]	106 768	25
Deutsche Bank, Guthaben	4 699	10
Kautions-Effekten-Konto; nom. 4500 ℳ 3 proz. Deutsche Reichsanleihe sind als Sicherstellung der Erbschaftssteuer aus dem Riessschen Legate bei dem Kgl. Hauptsteueramt hinterlegt. Kurswert	3 924	—
Inventar-Konto	205	40
Konto durchlaufender Rechnungen	50	—
Jahresbericht-Konto, Bd. 64/1908	634	24
„ „ „ 65/1909	450	—
„ „ „ 66/1910	450	—
Versicherungen-Konto	31	30
Kassa-Konto	46	54
	130 178	83

Passiva.

	Mark	Pf.
Kapital-Konto	118 040	95
Friedr. Vieweg u. Sohn	1 277	18
Stiftungsfest-Konto	150	—
Kautions-Kreditoren-Konto (Forderung des Hauptsteueramts für Erbschaftssteuer aus dem Riessschen Legate)	3 924	—
Mitglieder-Beitrags-Konto	180	—
Gewinn- und Verlust-Konto, Gewinn	6 606	70
	130 178	83

[1]) Hierin sind 86 764 ℳ enthalten, welche aus der Riessschen Erbschaft stammen. Die Zinsen hieraus stehen bis zu dessen Tode noch einem Dritten zu.

Berlin, den 10. Mai 1910.

(gez.) **P. Micke**, Rechnungsführer.

Geprüft und richtig befunden:

(gez.) **M. Frhr. v. Seherr-Thoss.**

(gez.) **O. Krigar-Menzel.**

Gewinn- und Verlust-Konto

am 31. Dezember 1909.

Soll.	Mark	Pf.	*Haben.*	Mark	Pf.
Bureaubeamte	600	—	Vortrag aus 1908	5 891	25
Bote, Diener, Portier, Heizer	883	32	Beiträge Berliner Mitglieder 1. Sem. 1909	2 370	—
Bücher und Zeitschriften	468	61	„ „ „ 2. „ 1909	2 300	—
Buchbinder	325	45	„ auswärtiger Mitglieder 1909	1 280	—
Bibliothek u. 10 Proz. Abschreibung a. Inventar	22	80	Zinsen der Wertpapiere	684	—
Verhandlungen	1 056	71	„ des Bankguthabens	90	60
Fortschritte d. Physik, Bd. 63/1907, Verlag	137	99			
„ „ „ Bd. 63/1907, Redaktion	450	—			
Laufende Ausgaben der Redakteure	254	90			
Versicherungs-Konto	16	—			
Bureaubedürfnisse u. Drucksachen	277	55			
Porti	711	30			
Museumsbeitrag	30	—			
Rücklage zum Stiftungsfest	30	—			
Beteiligung a. d Naturforscherversammlung	300	—			
„ an der Sitzung des Unterrichtsausschusses	67	25			
Extraordinaria	377	27			
Gewinn-Vortrag aus 1908 . . . . 5 891,25 Gewinn in 1909 715,45	6 606	70			
	12 615	85		12 615	85

Vorstehender Abschluß ist von der Gesellschaft genehmigt.

Berlin, den 13. Mai 1910. (gez.) H. Rubens.

Über die Darstellung der Grundspektra von Kalium, Rubidium und Cäsium;

von E. Goldstein.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 13. Mai 1910.)
(Vgl. oben S. 423.)

Vor einigen Jahren machte ich darauf aufmerksam[1]), daß eine Anzahl von Elementen zweifache Linienspektra besitzen. Es zeigte sich z. B. für Kalium, Rubidium und Cäsium, daß eine Reihe von Linien, welche dem Flammen- und Bogenspektrum dieser Elemente fremd sind, und die man deshalb früher geneigt war auf Verunreinigungen der betrachteten Elemente zurückzuführen, tatsächlich diesen Elementen zukommen, und ferner, daß diese Linien zu besonderen Spektren — ich schlug für sie den Namen Grundspektra vor — gehören, welche mit den gewöhnlichen, altbekannten Spektren dieser Substanzen keine einzige Linie gemein haben. Im nachfolgenden beschreibe ich die Methoden, nach denen ich die erwähnten Resultate erhalten habe.

In einer früheren Mitteilung habe ich gezeigt[2]), wie mittels des „Entladungsfadens" die Linienspektra zahlreicher Metalloide erhalten werden können. Als Entladungsfaden bezeichnete ich den dünnen Lichtfaden, in welchem die Entladung des Induktoriums in einer teilweise mit Salzpulver gefüllten evakuierten (Zylinder-) Röhre zwischen Glaswand und Salzpulver übergeht. Streicht der Entladungsfaden in dieser Weise über ein Alkalisalz, so liefert er zunächst das Spektrum des im Salze enthaltenen Metalles, und zwar das sonst mittels des galvanischen Lichtbogens erhaltene vollständige Serienspektrum. Wird aber zu der Entladungsröhre noch eine Leidener Flasche parallel geschaltet, so treten hell die Spektra der elektronegativen Salzkomponenten auf. So erhält man reiche Linienspektra z. B. von Chlor, Brom und Jod bei Benutzung von Natriumchlorid, -bromid und -jodid.

---

[1]) E. Goldstein, Verh. d. D. Phys. Ges. 8, 321, 1907.
[2]) E. Goldstein, Ann. d. Phys. (4) 27, 773, 1908.



Als ich nun in analoger Weise auch das Spektrum des Fluors gewinnen wollte, und hierzu das Kaliumfluorid benutzte, trat im (rötlichen) Lichte des Entladungsfadens ohne Flasche wie gewöhnlich das Serienspektrum des Kaliums auf. Wurde aber die Flasche eingeschaltet, so blitzte im Blau und Violett eine lange Reihe hellleuchtender, in ungefähr gleichen Abständen verteilter, bis an die Sichtbarkeitsgrenze des Spektrums reichender Linien auf. Gleichzeitig war die früher rötliche Farbe des Entladungsfadens in Blau umgeschlagen. Das Nächstliegende war die Annahme, daß das gesuchte Fluorspektrum dargestellt sei. Jedoch gab Natriumfluorid das fragliche Spektrum nicht, und mit früheren Aufnahmen des Fluorspektrums stimmten nur einige ganz schwache Maxima, welche gleichzeitig mit den hellen Linien auftraten, überein. Die fraglichen Linien dem Kalium zuzuschreiben, schien kaum möglich mit Rücksicht auf die bekannten sorgfältigen Aufnahmen von Kayser und Runge[1]) für das Spektrum des Kaliums im Lichtbogen, und im besonderen mit Rücksicht darauf, daß die Kayser-Rungeschen Linien einerseits sämtlich in die bekannten Serienformeln sich genau einfügen, andererseits alle nach diesen Formeln für die einzelnen Serien des Kaliums berechneten Stellen im Blau und Violett bereits mit bekannten Linien besetzt sind.

Die weitere Untersuchung des von Kaliumfluorid bei Flaschenentladung gelieferten Spektrums zeigte, daß außer im Blau und Violett auch eine Anzahl Linien im Grün bis Rot auftraten, welche dem Fluor nicht angehören. Andererseits aber ergab eine fortgesetzte Umschau in der Literatur, daß einige von den fraglichen Linien, und zwar die hellsten, sich schon in den Spektren finden, welche Lecoq de Boisbaudran[2]) erhielt, wenn er eine geschmolzene Kalisalzperle als den einen Pol des Induktoriums in freier Luft benutzte; zwei davon kommen für Kalium auch bei Thalèn und zwei von Lecoq und Thalèn nicht erwähnte Linien (λ 630 u. 624,5) bei Huggins vor. In ihrer Besprechung des Kaliumspektrums bemerken Kayser und Runge[3]) hierzu: „Von Lecoq, Huggins und Thalèn sind im Funkenspektrum noch einige Linien

[1]) Kayser u. Runge, Abhandl. d. Berl. Akad. d. Wiss. 1890.
[2]) Lecoq de Boisbaudran, Spectres lumineux, S. 48 (Paris 1874).
[3]) Kayser u. Runge, Abhandl. d. Berl. Akad. d. Wiss. 1890, S. 24.

beobachtet, welche weder LIVEING und DEWAR noch wir jemals im Bogenlicht gesehen haben. Wir müssen es dahingestellt sein lassen, ob dies wirklich zu Kalium gehörige Linien sind, die höherer Temperatur entsprechen, oder ob sie, was wahrscheinlicher ist, von Verunreinigungen herrühren; einzelne scheinen zu Strontium zu gehören."

Es blieb also noch zu untersuchen, ob die beobachteten Erscheinungen durch die Annahme von Verunreinigungen ihre Erklärung finden können. Gehörten die fraglichen Linien nicht zu Kalium, sondern zu einer Verunreinigung des benutzten Kaliumfluorids, so war ihr Ausbleiben zu erwarten, wenn man andere Kaliumsalze von möglichster Reinheit benutzte [1]). Daher ersetzte ich das Kaliumfluorid bei sonst ungeänderter Versuchsanordnung durch reinstes Kaliumbromid. Der Entladungsfaden der Flasche erzeugte dann ein reiches Linienspektrum des Broms, mit ihm zugleich aber traten die sämtlichen vorher beobachteten neuen Linien auf. Ebenso zeigten sie sich bei Anwendung von Kaliumchlorid, nur gemischt mit den Linien des Chlors. Daß sie gerade bei Kaliumfluorid sich der Beobachtung zuerst aufgedrängt hatten, liegt an der geringen Lichtstärke fast aller Fluorlinien und deren nicht erheblicher Anzahl. Zwischen den zahlreichen und vielfach sehr hellen Chlor- und Bromlinien aber müssen die neuen Linien besonders aufgesucht werden. Doch sind bei Benutzung von Kaliumbromid wenigstens die blauen und violetten Flaschenlinien des Kaliums leicht erkennbar, weil Brom selbst im Blau und Violett zwar zahlreiche, aber jenseits λ 470 nicht sehr helle Linien besitzt. Jedenfalls konnte die Zugehörigkeit der fraglichen Linien zu Kalium mir nun nicht mehr zweifelhaft sein. Dazu kam, daß auch in den Beobachtungen von EDER und VALENTA [2]) sowie in den von λ 460 abwärts sich erstreckenden Messungen von EXNER und HASCHEK [3]) sich eine Anzahl der von mir für Kalium beobachteten Flaschenlinien finden.

---

[1]) Die verwendeten Salze waren zu Vergleichsversuchen von KAHLBAUM und von MERCK, die weiterhin benutzten freien Metalle von KAHLBAUM, MERCK und SCHUCHARDT bezogen.

[2]) EDER u. VALENTA, Sitzungsber. d. Wien. Akad. d. Wiss. vom 7. Juni 1894.

[3]) EXNER u. HASCHEK, Wellenlängentabellen der ultravioletten Funkenspektra der Elemente (Wien 1902).

Es könnte vielleicht im ganzen hiernach scheinen, als wenn meine Versuche, was zunächst das Kaliumspektrum betrifft, abgesehen von einer später mitzuteilenden Anzahl gänzlich neuer Linien, im wesentlichen bekannte Ergebnisse nur nach einem neuen Verfahren (Entladungsfaden im Vakuum) liefern bzw. nur die Zweifel an der Zugehörigkeit gewisser Linien zum Kalium zu beseitigen geeignet sind. Doch wäre eine wesentliche Erscheinung hierbei noch unberücksichtigt.

Es fällt nämlich bei den Versuchen am Entladungsfaden auf, wenn bei Einschaltung der Flasche die neuen Linien hell hervortreten, daß dann die altbekannten Kaliumlinien keineswegs ebenfalls heller werden; sie ermatten vielmehr bei weiterer Verstärkung der Entladung bis zum Verschwinden, so daß schließlich die „neuen“ Linien allein übrig bleiben und das Spektrum des Kaliums darstellen. Irgend eine Linie des gewöhnlichen Kaliumspektrums ist dann auch auf photographischen Daueraufnahmen des Spektrums nicht mehr erkennbar.

Die alten Linien, welche durch die Flasche zum Verschwinden gebracht werden, sind Serienlinien, und zwar sind es sämtliche bisher bekannt gewordenen Serienlinien. Andererseits passen die neuen Linien nicht in die bisher aufgestellten Serienformeln, können also mit einem schon existierenden Ausdruck als „Außerserienlinien“ bezeichnet werden. Somit ergibt sich der bereits in meiner ersten Mitteilung[1]) ausgesprochene Satz:

Durch wachsende Stärke von Flaschenentladungen werden die Serienlinien des Kaliums ausgelöscht und durch Außerserienlinien ersetzt.

Das unter den beschriebenen Umständen von mir beobachtete Kaliumspektrum unterscheidet sich somit wesentlich von dem Kaliumspektrum auch derjenigen Beobachter, welche wenigstens einen Teil der Flaschenlinien schon früher bemerkt hatten: In allen früheren Beobachtungen traten diese Linien zu den seit langem bekannten Kaliumlinien lediglich additiv hinzu, so daß jene Beobachtungen nur den Schluß nahe legten, daß das Kalium ein einziges Linienspektrum besitzt, welches bei zunehmender Entladungsstärke die Anzahl seiner Linien vermehren kann. —

[1]) E. Goldstein, Verh. d. D. Phys. Ges. 8, 321, 1907.



Behandelt man ein Rubidiumsalz, z. B. das Fluorid, das Chlorid oder das Bromid mit dem Entladungsfaden, zunächst ohne Flasche, so zeigt sich ein Spektrum, welches sämtliche von KAYSER und RUNGE für dieses Element verzeichneten Bogenlinien enthält. Außerdem aber treten im Spektrum des Entladungsfadens, wie ich schon früher erwähnte[1]), noch zwei sehr helle Linien λ 478 und 457 sowie eine schwächere Linie 424,5 auf, welche bei KAYSER und RUNGE nicht erwähnt sind. Das Licht des Entladungsfadens, der über eines der erwähnten Rubidiumsalze streicht, ist rosenrot. Schaltet man aber die Flasche ein, so springt die Farbe nach schönem Himmelblau über, und im Spektrum erscheint eine große Reihe neuer Linien, während die bekannten Serienlinien bei verstärkter Flaschenentladung wieder bis zum Verschwinden erblassen. Es erblassen nicht, sondern werden mit wachsender Entladungsstärke immer heller die oben erwähnten Außerserienlinien 478, 457 und 424,5. Diese drei Linien gehören also dem zweiten Spektrum an, und während für Kalium der Entladungsfaden des Induktoriums noch nicht hinreicht, um irgend eine Linie des Grundspektrums dem Auge sichtbar zu machen, reicht er bei Rubidium schon aus, um wenigstens einige Linien des zweiten Spektrums hell hervorzurufen. Diesem zweiten Spektrum gehören eine große Anzahl Linien an, welche weder von LECOQ noch von anderen Autoren schon beobachtet sind, darunter einige sehr helle, z. B. 552,6 und 515,2. Die Linien 478 und 457 aber werden bereits von THALÊN als Linien des Funkenspektrums von Rubidium in freier Luft verzeichnet.

Wie ich schon in meiner ersten Mitteilung erwähnte, ist der Unterschied der beiden Rubidiumspektra besonders auffällig im Rot, da durch die Flasche die zahlreichen roten Linien des gegewöhnlichen Rubidiumspektrums ausgelöscht sind, während nur zwei schwache Linien neu im Rot sichtbar werden.

Bei Cäsiumfluorid läßt der Entladungsfaden des Induktoriums die Serienlinien des Bogenspektrums, außerdem aber noch einige Außerserienlinien erkennen, nämlich:

656—592,8—537—522,5,

---

[1]) E. GOLDSTEIN, Ann. d. Phys. (4) 27, 776, 1908.

die hellste ist 522,5. Bei Einschaltung der Flasche schlägt die Leuchtfarbe des Fadens aus blaustichigem Rot in Grünlichgrauweiß um, und eine große Anzahl von Linien tritt neu hervor. Das Rot, das im Serienspektrum etwa ein halbes Dutzend Linien zeigt, ist im Flaschenspektrum mit einer dichten Reihe von Linien, die bis über λ 700 hinaus reichen, besetzt. Aber auch die anderen Spektralbezirke sind linienreicher als bei Rubidium und sehr viel linienreicher als bei Kalium. Wie schon bei den Serienspektren nimmt also auch bei den Grundspektren die Gesamtzahl der Linien mit wachsendem Atomgewicht zu.

Namentlich auch im Grün treten für Cäsium bisher unbekannte Linien von prächtiger Helligkeit auf; dahin gehört die schöne Gruppe

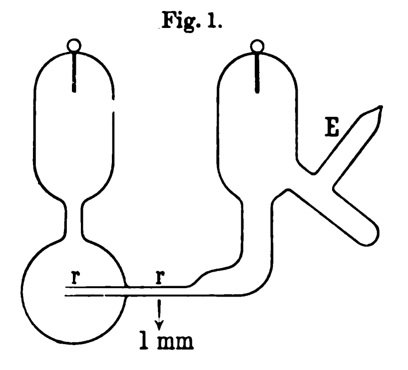
527, 525, 523, 521

und die Gruppe

542, 541, 537, 535.

Unterhalb 462 finden wenigstens die stärkeren Flaschenlinien sich auch schon in Exner und Hascheks Messungen des Flaschenspektrums von Cäsiumchlorid in freier Luft.

Fig. 1.



Auch am Entladungsfaden lassen alle die Cäsiumlinien, welche Cäsiumfluorid wegen der Lichtschwäche des Fluorspektrums leicht erkennen läßt, sich auch bei Anwendung von CsBr und CsCl unter den Halogenlinien herausfinden. Man kann bei diesen Versuchen in der von mir schon früher beschriebenen Weise[1]) auch Längssicht für die spektroskopische Untersuchung benutzen, mit Röhrenformen wie z. B. Fig. 1, für deren Füllung und Verwendung ich eventuell auf die unten zitierte Arbeit verweise. Bei der durch die Längssicht (in der Richtung *rr*) verstärkten Helligkeit bemerkt man schon bei visueller Betrachtung sehr viel mehr neue Metalllinien als bei transversaler Betrachtung des Entladungs-

[1]) E. Goldstein, Ann. d. Phys. (4) 27, 784, 1908.

fadens, und Spektrogramme können in sehr kurzer Zeit aufgenommen werden.

Wie bei Kalium werden auch beim Rubidium und Cäsium durch hinreichende Verstärkung der Flaschenentladung schließlich sämtliche Serienlinien aus dem Spektrum des Entladungsfadens eliminiert. Sonach ist auch für Rubidium und Cäsium festgestellt, daß sie je zwei ganz verschiedene Linienspektra ohne eine gemeinsame Komponente besitzen. Bereits in meiner ersten Mitteilung deutete ich an, weshalb dieses Ergebnis nicht schon bei früheren Untersuchungen gefunden wurde, die mit weit mächtigeren Mitteln angestellt waren. Die Flaschen z. B., welche für die Ausführung der von mir beschriebenen Versuche genügen, haben innere Belegungen von nur 200 bis 300 qcm bei 1 mm Glasdicke, und selbst noch viel kleinere Flaschen, wie sie sonst nur als physikalisches Spielzeug verwendet werden, drücken die Helligkeit der Serienlinien wenigstens noch sehr erheblich unter diejenige der Außerserienlinien herab. Dagegen benutzten z. B. EDER und VALENTA bei ihren Aufnahmen FRANKLINsche Tafeln mit einer Kapazität von 750 m. Trotzdem ist in ihren Versuchen keine Auslöschung einer Serienlinie bei den drei erwähnten Metallen nachweisbar. Der wesentliche Grund dafür, daß so kleine Mittel in meinen Versuchen größere Effekte ausübten als die gewaltigen Kapazitäten in anderen Untersuchungen, scheint in den von mir benutzten Vakuummethoden zu liegen, während die früheren spektroskopischen Untersuchungen der drei Metalle bei atmosphärischem Druck angestellt wurden. Dabei möchte ich dem Vakuum keineswegs einen spezifischen Einfluß zuschreiben, etwa derart, wie es ihn für die Gestalt der elektrischen Lichterscheinungen zu besitzen scheint. Vielmehr dürfte das Maßgebende einfach sein, daß die Verwendung des Vakuums cet. par. zu einer größeren Entladungsdichte, bezogen auf die Masseneinheit der Dämpfe, führt. Die Entladungsdichte wird dabei proportional gesetzt der Elektrizitätsmenge, die in einem bestimmten Augenblick auf ein Massenteilchen wirkt und umgekehrt proportional der in der Volumeneinheit enthaltenen Masse. Es leuchtet ein, daß bei der geringen Dampfdichte, welche nach starker Evakuierung der Röhre im Entladungsfaden besteht, und der steten raschen Absaugung etwa entwickelter stärkerer Dampfmengen das einzelne Gasteilchen von einer viel größeren

Elektrizitätsmenge affiziert wird, als bei der Verdampfung des Metalls unter atmosphärischem Druck. Es ist aber als wahrscheinlich anzusehen, daß man auch bei atmosphärischem Druck zu dem gleichen Resultat wie im Vakuum gelangen könnte, wenn man bei diesem Druck noch sehr viel größere Kapazitäten verwenden, die Verdampfung der Metalle selbst aber durch geringere Erhitzungen, als die mächtigen Entladungen selbst sie erzeugen, bewirken würde.

Um im Vakuum mittels der Metallsalze ihre Grundspektra zu erzeugen, kann man auch die Methode der „Salzsplitter" benutzen, die ich an anderer Stelle näher beschrieben habe [1]): Wenn man eine kleine Salzmenge in eine Gasstrecke so einschaltet, daß das Salz das Lumen der Spektralröhre sperrt, so wird bei Einschaltung einer Flasche das Salz so stark erhitzt, daß seine feste Masse für den Strom leitend wird. Die freien Enden der Salzmasse sind dann Strompole, wie die Enden eines Drahtes. Die Erhitzung der Pole führt, besonders am Anodenpol, zur Bildung kleiner Flämmchen von Metalldampf. Diese Metallflämmchen bleiben ganz kurz, während die viel flüchtigeren gleichzeitig in Freiheit gesetzten Halogene weithin die ganze Röhre mit ihrem Licht erfüllen. Als sperrende Salzmasse genügt bereits ein Körnchen dessen Gewicht für Salze von Leichtmetallen weniger als 1 mg beträgt. Klemmt man also z. B. ein Körnchen Rubidiumbromid oder Kaliumbromid in ein eventuell an einer Stelle noch verengtes Spektralrohr, und bildet das Salzkörnchen und seine Umgebung durch eine Kondenserlinse auf dem Spektralspalt (verkleinert) ab, so sind an der Kathodenseite des Körnchens die Metalllinien nur kurze Striche, während die Haloidlinien das Gesichtsfeld durchsetzen. Man kann auch hier leicht die Entladungsstärke der Flasche soweit steigern, daß die Serienlinien ausgelöscht werden: alle im Spektrum sichtbaren kurzen Linien bilden dann das Grundspektrum des betreffenden Metalls. —

Prinzipiell wird die Beweisführung für die Zugehörigkeit der Grundspektra zu den Alkalimetallen, wie sie oben mittels der Alkalisalze geliefert wurde, vielleicht für noch einwandfreier gelten dürfen, als ihre Darstellung mittels der in freiem Zustande

---

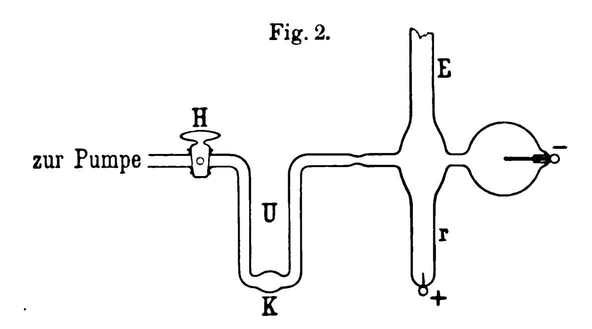
[1]) E. Goldstein, Ann. d. Phys. (4) 27, 792, 1908.

eingeführten Metalle. Denn man wird wohl annehmen dürfen, daß Salze, wie Chlorkalium, Bromkalium und die entsprechenden Salze von Rubidium und Cäsium sich leichter im Zustande großer Reinheit darstellen lassen als die freien Metalle selbst. Immerhin wird man die Bestätigung nicht entbehren wollen, daß die hier als Grundspektra bezeichneten Linienkomplexe auch auftreten und ohne die altbekannten Serienlinien sich darstellen lassen, wenn man nicht von den Salzen der Metalle ausgeht, sondern die Entladungen durch die verdampften freien Metalle selbst schlagen läßt.

Daher wurden auch Versuche mit metallischem Kalium, Rubidium und Cäsium angestellt.

In jeder Beziehung am leichtesten zu behandeln ist dabei das Kalium. Das von mir benutzte Metall war zunächst unter

Fig. 2.



Petroleum oder unter Paraffinöl aufbewahrt. Vor der Verwendung wurde es in Benzol abgespült und von seiner Rinde befreit, dann nochmals in einer zweiten Portion ganz reinen Benzols gewaschen und nun ein kleines Stück für den Versuch abgeschnitten. Dieses Stück konnte dann in die wie Fig. 2 gestaltete Versuchsröhre gebracht werden. Das Einschüttrohr E wurde schnell abgeschmolzen und die Röhre dann an einer vorevakuierten Pumpe selbst schnell evakuiert.

Viel stärker oxydabel sind Rubidium und Cäsium und bedürfen daher größeren Schutzes vor der Einwirkung des Sauerstoffs. Der Sicherheit halber wurde meist auch das Kalium nach dem für Rubidium erprobten Verfahren behandelt.

Der Versuch für Rubidium gestaltete sich wie folgt:

Ein wie oben gereinigtes Stückchen Metall wurde auf den Boden des etwa 8 mm weiten Anodenrohres *r* der Versuchsröhre (Fig. 2) gebracht. Einige Minuten vorher war in *r* etwas Benzol eingegossen worden, nur so viel, daß das Metallstück sicher davon bedeckt wird. In der bis zum Einwerfen verfließenden Zeit entwickelt sich Benzoldampf, so daß das Metall nur noch durch ein sehr sauerstoffarmes Medium fällt. Nachdem *E* abgeschmolzen und der Hahn *H* geschlossen worden, wird die Röhre an die Pumpe gesetzt und bevor Evakuation erfolgt, der untere Teil von *r* in flüssige Luft getaucht, so daß das Benzol erstarrt und seine Dampfspannung unmerklich wird. Dann wird *H* geöffnet und die Röhre möglichst leer gepumpt. Nun wird *H* wieder geschlossen und die flüssige Luft entfernt. Wenn das Benzol (unter Umspülung mit lauwarmem Wasser) aufgetaut ist, wird *K* durch flüssige Luft gekühlt. Dann destilliert das Benzol nach *K* über, und das Metall bleibt trocken zurück. Um ein regelmäßiges Überdestillieren zu bewirken, hat man die flüssige Luft in geeigneten Intervallen jedesmal nur für einen Bruchteil einer Sekunde an *K* heranzubringen. Bei zu rascher Kühlung von *K* verdunstet das Benzol anfänglich so schnell, daß der übrigbleibende Teil durch Verdunstungskälte wieder erstarrt. Dann tritt an Stelle des Überdestillierens nur ein äußerst langsam verlaufendes Sublimieren des Benzols. Nachdem alles Benzol übergegangen ist, wird das Rohr *U* dauernd durch flüssige Luft gekühlt. Durch eine direkt an die Entladungsröhre gebrachte Flamme oder zweckmäßiger in einem Erhitzungskasten kann man jetzt das Metall zum Verdampfen bringen und, nachdem man eine anfänglich sich entwickelnde kleine Menge von freiem Wasserstoff sowie Reste von Benzoldampf durch einige Pumpenzüge abgesaugt hat, nun die Entladung durch den Metalldampf schlagen lassen. Etwa während der Entladung und fortgesetzten Erhitzung sich von der Glaswand, aus dem Metalle oder aus der Kathode[1]) noch entbindende kohlehaltige Dämpfe werden durch die flüssige Luft nach *U* hin abgesaugt und dort wie die Benzoldämpfe kondensiert, so daß auch bei geöffnetem *H* eine Verunreinigung der Pumpe niemals eintritt.

[1]) Die Kathode besteht aus Aluminium, die Anode ist ein kurzer Platindraht.



An Stelle von Benzol konnte für Rubidium oder Kalium zur Bedeckung auch Chloroform angewandt werden. Es ist nicht entzündlich und sein Siedepunkt liegt noch etwas niedriger als der des Benzols. Es kann also noch etwas schneller aus *r* wieder herausdestilliert werden.

Cäsium kann im allgemeinen wie Rubidium behandelt werden, nur darf man hier Chloroform nicht anwenden. Das Cäsium ist chemisch so aktiv, daß es selbst dem sonst chemisch indifferenten Chloroform mit großer Plötzlichkeit sein Chlor entzieht. Wenigstens deute ich so die Erfahrung, daß etwa 1/2 Minute nach dem Einbringen von Cäsium in die mit Chloroform beschickte Röhre eine heftige Explosion erfolgte, wobei die Versuchsröhre in kleine Splitter zerschmettert wurde. Der Versuch wurde dreimal mit gleichbleibendem „Erfolg" angestellt, dann auf seine Wiederholung verzichtet. Durch die Vorbehandlung der Röhren war die Anwesenheit von Feuchtigkeit ausgeschlossen, aus der unter der Einwirkung von Cäsium Knallgas sich hätte entwickeln können.

Unter Benzol kann auch Cäsium ohne Störung verwendet werden.

Die Vorbehandlung aller Röhren bestand darin, daß die ganze, aus Kühlrohr *U* und Entladungsröhre bestehende Kombination vor dem Einbringen des Metalles an der Pumpe sehr stark evakuiert und dann die Röhren unter Entladungsdurchgang durch starkes, längeres Erhitzen getrocknet wurden. Durch wiederholte Spülung mit Luft wurden andere Verunreinigungen beseitigt.

Zur Verdampfung der Metalle diente meistens ein die Entladungsröhren umgebender zylindrischer Eisenkasten von 14 cm Weite und etwa 20 cm Höhe. Eine Öffnung im Deckel diente zum Einstecken eines hochgradigen Thermometers; sein Gefäß wurde in die Nähe desjenigen Rohrteils gebracht, dessen Entladungslicht untersucht wurde. Das Licht trat durch ein Glasfenster aus dem Kasten zum Spektralapparat aus.

Verdampftes Kalium gibt im Induktionsstrom, nachdem anfänglich sich gelbes Natriumlicht gezeigt hat, in dem Anodenrohr *r* blaß rosenrotes Licht, das bei Flaschenentladungen in blasses Blau umschlägt. Rubidium gibt rosenrotes Licht von kräftigerer Nuance, im Flaschenfunken tief himmelblaue Farbe. Cäsium leuchtet

im Induktionsstrom blaustichig rötlich, im Flaschenfunken grünlich grauweiß bis milchweiß mit leichtem Grünstich. Man sieht, daß die drei Farbenpaare ganz übereinstimmen mit den Färbungen, die bei Anwendung von Salzen einerseits im Entladungsfaden, andererseits im Flaschenfunken erhalten wurden.

Ebenso stimmen nun auch die Spektralerscheinungen überein. Der rötlich leuchtende Kaliumdampf gibt das Serienspektrum, der blau leuchtende das Grundspektrum des Kaliums. Analog entspricht das Grundspektrum des Rubidiums dem durch die Flaschenentladung hervorgerufenen Blaulicht seines Dampfes, das Grundspektrum des Cäsiums dem im Flaschenfunken grünlichweiß leuchtenden Metalldampf. Bei großen Entladungsdichten werden die Serienlinien für alle drei Metalle unsichtbar und es bleiben die Grundspektra rein zurück. Entsprechend den am Entladungsfaden gemachten Beobachtungen sind dabei für Rubidium auch ohne Anwendung der Flasche neben dem Serienspektrum schon die beiden Grundlinien 478 und 457 erkennbar, bei Cäsium die beiden Grundlinien 556 und 523. Doch ist die relative Helligkeit dieser Grundlinien dann viel schwächer als im Entladungsfaden, so daß sie der Wahrnehmung sich nicht unmittelbar aufdrängen. Bei Kalium war keine Grundlinie erkennbar.

Kalium pflegt bei diesen Versuchen an den verdampften Metallen, wie schon bemerkt, keine Schwierigkeiten zu verursachen. Bei Rubidium und Cäsium aber wird man für die Hervorrufung oder für die Reindarstellung der Grundspektra infolge ihrer viel größeren Flüchtigkeit weniger leicht zum Ziel gelangen, wenn man nicht stets die Bedingung beachtet, daß die Entladungsdichte möglichst groß sein soll. Soll letzteres aber der Fall sein, so darf nicht etwa die Dampfdichte sehr groß sein, sonst gibt auch die Flasche nur das Serienspektrum oder dasselbe mit wenig starker Superposition des Grundspektrums. Man darf also nicht zu große Mengen der Metalle für den Einzelversuch benutzen (Centigramme genügen für die skizzierten Röhren reichlich), und man muß eventuell allzu starke Erhitzung vermeiden. —

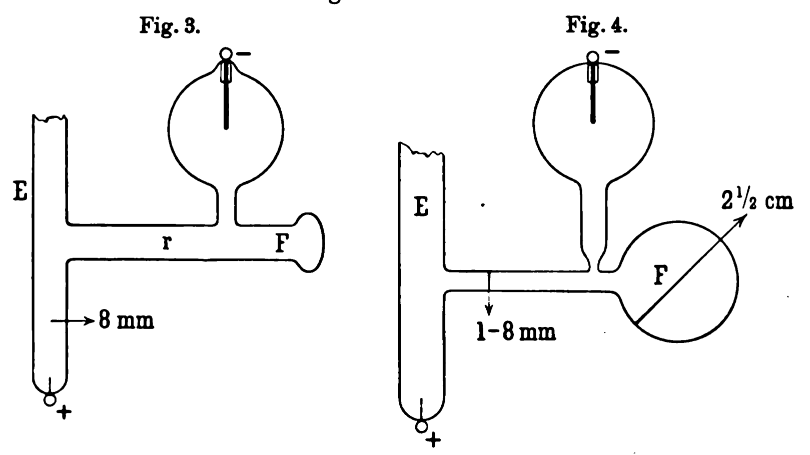
Als Röhrenmaterial wurde gewöhnliches Thüringer Hohlglas verwendet; das anfänglich benutzte schwer schmelzbare Glas erwies sich als entbehrlich.

*



Im Anfang fanden zahlreiche Versuche mit verdampften Metallen ein vorzeitiges Ende, weil die Röhren während des Versuches sprangen. Das Springen erfolgte stets in der Nähe der Elektroden. Bekanntlich umhüllen die Glasbläser wegen der thermischen Ausdehnungsdifferenz von Platin und gewöhnlichem Glas das Platin erst mit einem meist bleihaltigen „Emailglas“ und verschmelzen das letztere mit dem eigentlichen Röhrenglase. Es zeigte sich, daß das Emailglas durch die Metalldämpfe schwarz gefärbt wurde, und daß das vermutlich durch Reduktion in seiner Zusammensetzung geänderte Glas von dem übrigen Röhrenglase sich dann trennte. Der Übelstand wurde schließlich in sehr einfacher Weise beseitigt mit Rücksicht auf die Tatsache, daß sehr dünne Platindrähte auch ohne Zwischenmittel mit gewöhnlichem Glas zusammenhalten. An Stelle der gewöhnlich benutzten Drahtdicken wurde daher Draht von nur 0,15 mm Stärke zu den Elektroden verwendet. Die hiermit hergestellten Röhren haben, soweit meine Erfahrungen reichen, für die Entladungsversuche in Metalldämpfen anscheinend unbegrenzte Haltbarkeit. — Sehr störend war anfangs auch die Erscheinung, daß das Glas der Entladungsröhren bei den Versuchen mit Rubidium und Cäsium rasch an Durchsichtigkeit einbüßte, indem es sich braun bis schwärzlich färbte. Auch diese Störung ließ sich einfach beseitigen, da sich ergab, daß die Anwesenheit der Metalldämpfe an sich diese Bräunung noch nicht veranlaßte, sondern erst die Entladung durch den Dampf. Es färbten sich also nur solche Teile der Röhre, die direkt von den Entladungen durchströmt bzw. von ihren leuchtenden Gebilden erfüllt wurden. Daher wurden an die von der Entladung durchflossenen Teile noch Röhrenstücke angesetzt, die nur zum Durchblick und nicht als Strombahn dienten. Wurde z. B. der Helligkeitseffekt der Entladung noch dadurch verstärkt, daß man für die Beobachtung Längssicht benutzte, so erhielt die Versuchsröhre Formen wie Fig. 3 oder Fig. 4. In beiden Röhren dienen die Teile F, die außerhalb der Entladungsbahn liegen, nur als Fenster. Sie müssen über die Entladungsbahn mindestens 2 bis 3 cm hinausragen. — Die lichte Weite der Rohrteile, an denen das Spektrum geprüft wird, variierte in den verschiedenen Versuchen von 8 mm bis herab zu 1 mm.

Da die Grundspektra auftreten, wenn die auf einmal übergehenden Elektrizitätsmengen relativ große Beträge erreichen, so können sie natürlich auch ohne Flasche erscheinen, wenn nur die obige Bedingung erfüllt ist, wenn die Entladung also aus irgend einem anderen Grunde disruptiv wird. Dies tritt z. B. bekanntlich ein, wenn der induzierte Strom bei geringer Gasdichte von einer sehr kleinen Kathode ausgeht, ferner wenn eine äußere Luftstrecke eingeschaltet wird. In allen solchen Fällen kann man Teile der Grundspektra mit den Serienspektra superponiert sehen. Endlich kann die Entladungsdichte relativ hohe Werte auch schon



ohne Disruptivität der Entladung erreichen, wenn bei sehr geringen Gasdichten das Strombett sehr eng wird. Schon der Entladungsfaden selbst stellt ein sehr enges Strombett dar, vielfach aber mit nicht ganz geringer Gasdichte, weil er aus den von ihm bestrichenen Salzen durch Erhitzung und Zersetzung immer neue Dämpfe entwickelt. Die in ihm bestehende Stromdichte reicht daher nur zu ganz schwacher Entwickelung der Grundspektra aus, denen gegenüber die Serienspektra weitaus das Übergewicht behalten. Wie schon erwähnt, sieht man am Spektrum des Entladungsfadens bei Rubidium- und Cäsiumsalzen nur drei bzw. vier Grundlinien. Stellt man jedoch photographische Aufnahmen der Spektra bei hinreichender Expositionszeit her, so markieren sich neben den Serienlinien schwächer, aber völlig deutlich eine erhebliche Anzahl von Grundlinien. Man kann derartige Daueraufnahmen

am Entladungsfaden auch unter Anwendung des Erhitzungskastens anstellen. Bei der hohen Temperatur, welche die Salze dabei annehmen, werden die bei meinen anfänglichen Versuchen [1]) vom Entladungsfaden hervorgerufenen Nachfarben, welche das Entladungslicht schwächen, hintangehalten.

Läßt man nun zu dem engen Querschnitt der Entladungsbahn noch besonders geringe Dampfdichten treten, wie man sie bei Anwendung der reinen Metalle hinreichend regulieren kann, so erhält man für Rubidium und Cäsium z. B. bei Röhren von weniger als 2 mm Weite in sehr geringen Dichten schließlich auch im Spektrum des Anodenlichtes zahlreiche direkt sichtbare Linien des Grundspektrums, während bei stärkeren Dichten, wie oben erwähnt, nur zwei von diesen Linien dem Auge schwach wahrnehmbar waren.

Die bisher erwähnten Versuche zur Gewinnung der Grundspektra machten lediglich Gebrauch von der Emission des Anodenlichtes. Jedoch ergab sich, daß auch das Kathodenlicht zu lichtstarker Entwickelung der Grundspektra benutzt werden kann, und zwar ist dann die Verwendung eines Kondensators entbehrlich.

Vor längerer Zeit schon hatte ich darauf aufmerksam gemacht [2]), daß die Entladung des Induktoriums in verdünnten Gasen an der Kathode sich so verhält, als wenn sie nicht unmittelbar von der ganzen Fläche der Kathode, sondern nur aus zahlreichen äußerst feinen Poren zwischen den Metallteilchen austräte. Farbe und Spektrum der Kathodenstrahlen in den gewöhnlichen Gasen verhalten sich dementsprechend, als wenn die Strahlen in engen Röhrchen erzeugt wären, und wenn nun in den Kathodenstrahlen der Metalldämpfe auch die Grundspektra, und zwar in beträchtlicher Helligkeit neben den Serienspektren, auftreten, so könnte dies aus dem erwähnten allgemeinen Charakter der Kathodenentladung abgeleitet werden. Jedoch sollen die Erscheinungen unabhängig von allen hypothetischen Annahmen beschrieben werden.

Es darf jedenfalls als Tatsache gelten, daß bei einer Reihe von Gasen spektrale Unterschiede zwischen Anoden- und Kathoden-

---

[1]) E. GOLDSTEIN, Ann. d. Phys. (4) **27**, 781, 1908.

[2]) E. GOLDSTEIN, Monatsber. d. Berl. Akad. d. Wiss. 1876, S. 281 und Wied. Ann. **11**, 838, 1880.

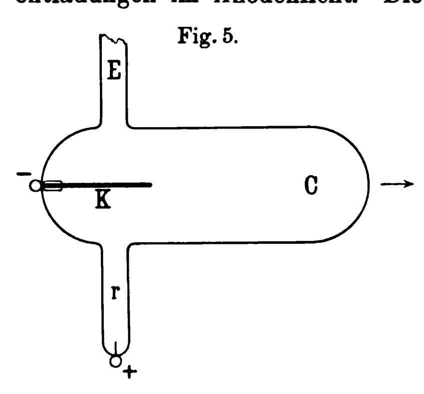
licht in dem Sinne bestehen, daß bei dem Kathodenlicht neben Maximis des Anodenlichtes auch eine Anzahl von Linien auftreten, welche im Anodenlicht nur ein Kondensator hervorzurufen pflegt. So zeigt, wie schon WÜLLNER beobachtete, das Bandenspektrum des Kathodenlichtes in Stickstoff und verdünnter Luft auch einige Linien des Spektrums zweiter Ordnung, welches im Anodenlicht sonst nur bei hohem Druck oder in Flaschenentladungen aufzutreten pflegt. Ähnliches zeigt sich bei Sauerstoff, und ganz analoge Beobachtungen habe ich bei Brom und Jod, auch bei Quecksilberdampf gemacht. Ferner finden sich bei Argon an der Kathode neben dem Spektrum des „roten", vom Anodenlicht im induzierten Strom gelieferten Spektrums sehr zahlreiche Linien des „blauen" Flaschenspektrums. Schon dem bloßen Auge deutet sich die Differenz der Spektra beider Lichter in vielen Fällen durch die verschiedene Farbe der letzteren an. Allbekannt ist die Farbendifferenz der beiden Lichter in verdünnter Luft (rötlich und blau). In Argon ist ebenfalls das Anodenlicht rötlich, das Kathodenlicht blau. In Brom [1]) ist das Kathodenlicht gelblichgrün, das Anodenlicht pfirsichblütfarben, für Jod sind die entsprechenden Farben chamois und rötlichblau. Ganz analoge Verhältnisse walten nun auch bei der Entladung in den Dämpfen der drei hier behandelten Metalle ob. Bei Rubidium mit rosenrotem Anodenlicht ist bei hinreichender Dampfdichte das Kathodenlicht blau [2]), der Farbe des Kathodenlichtes in verdünnter Luft so ähnlich, daß ich bei der ersten Wahrnehmung zunächst glaubte, es sei Luft in den Apparat eingedrungen. Die Prüfung des Spektrums zeigte aber, daß weder Banden noch Linien des Stickstoffs auftraten, sondern daß das Spektrum lediglich ein Gemisch der beiden Linienspektra des Rubidiums war, wobei zahlreiche Linien des Grundspektrums große Helligkeit besaßen. Das Spektrum des Kathodenlichtes zeigt also das Serienspektrum und das Grundspektrum des Rubidiums gleichzeitig, etwa wie eine schwache Flaschenentladung in stark verdünntem Dampf.

---

[1]) E. GOLDSTEIN, Verhandl. d. Berl. Phys. Ges. 1886, S. 38.

[2]) Unter der Farbe des Kathodenlichtes ist hier die Farbe der dritten Schicht des Kathodenlichtes, des sogenannten Glimmlichtes verstanden, welches die Hauptmasse des Kathodenlichtes zu bilden pflegt. Von den Färbungen der ersten und zweiten Schicht sei für diese Mitteilung abstrahiert.

Ganz analog sind die Erscheinungen für Kalium und für Cäsium. Das Kathodenlicht in Kaliumdampf ist blaßblau, und sein Spektrum zeigt alle sonst bei mittelstarken Flaschenentladungen sichtbaren Linien des Grundspektrums. Das Kathodenlicht des hinreichend dichten Cäsiumdampfes ist grünlich grauweiß bis grünstichig milchweiß, und sein Spektrum ist ebenfalls ein Gemisch des Serienspektrums mit zahlreichen Linien des Grundspektrums. — Man sieht, daß bei allen drei Metallen auch die Gesamtfarbe des Kathodenlichtes übereinstimmt mit der Farbe der Kondensatorentladungen im Anodenlicht. Die Kathodenstrahlen des Kaliumdampfes alterieren die Durchsichtigkeit der Gefäße nicht; in Rubidium- und Cäsiumdampf aber erzeugen die Strahlen rasch eine Bräunung der Wände. Für diese Dämpfe bleibt die Beobachtung der Kathodenspektra bei den bisher abgebildeten Röhrenformen daher nur eine relativ kurze Zeit ungestört, die für photographische Fixierung der Spektra unzureichend zu sein pflegt. Jedoch konnten Röhren für beliebig lange Beobachtungsdauer hergestellt werden, indem man nach dem oben (S. 438) skizzierten Prinzip wieder einen nur als Beobachtungsfenster dienenden Röhrenteil anfügte. Die Gefäße für die Versuche am Kathodenlicht erhielten deshalb die Form Fig. 5, wobei der 3 bis $3^1/_2$ cm weite Zylinder C um mindestens 5 cm länger ist als die Kathode K. Die Kathodenstrahlen, welche annähernd senkrecht zur Drahtkathode K sich ausbreiten, bräunen nur die von ihnen getroffenen Teile der Glaswand, also einen die Kathode an Länge nicht viel überragenden Teil des Zylinders C. Dagegen gelangen weiterhin bis ans Ende von C höchstens diffuse Strahlen von sehr geringer Lichtstärke; ihrer geringen Intensität entspricht auch eine nur minimale Einwirkung auf die Glaswand. Der Pfeil bezeichnet die Gesichtslinie bzw. die Richtung zum Spektralapparat. In diesen Röhren kommt das Kathodenlicht der Metalle mit prächtiger Helligkeit und Reinheit zur Ent-



wickelung, und der durch den Röhrendurchmesser bedingte große Querschnitt der Lichtquelle gibt starke, der photographischen Aufnahme günstige Erleuchtung des Spektralspaltes auch bei größerem Abstande zwischen Apparat und Röhre. — Da die Kathodenlichter ihre größte Helligkeit bekanntlich nicht bei den geringsten Gasdichten zeigen, so ist es zweckmäßig, für ihre Darstellung die Metallmengen nicht ganz so gering zu nehmen wie für die Darstellung der Grundspektra im Anodenlicht. Auch können zur Erzielung stärkerer Dampfdichten stärkere Erhitzungen angewandt werden. —

In einer weiteren Mitteilung sollen nunmehr tabellarische Zusammenstellungen von neuen Linien der Grundspektren und Abbildungen ihrer hervorragendsten Gruppen zum Vergleich mit den bekannten Serienspektren gegeben werden.

Über Beziehungen zwischen Faradayschem Gesetz und Gasentladungen;
von A. Wehnelt und J. Franck.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 13. Mai 1910.)
(Vgl. oben S. 423.)

Sucht man bei vom Strome durchflossenen Gasen nach der Elektrolyse analogen Beziehungen zwischen der Stromstärke und der von den Ionen transportierten Materie, so stehen dazu zwei Wege offen. Die erste Methode lehnt sich eng der bei der Untersuchung von Elektrolyten benutzten an. Sie besteht in dem Versuch, in chemisch zusammengesetzten Gasen oder in Gasgemischen die chemische Verschiedenheit der Anionen und Kationen in der Umgebung der Elektroden nachzuweisen. Bisher hat man trotz vielfacher Versuche auf diese Weise kein Resultat erhalten, was wegen der Kompliziertheit der im Entladungsrohr sich abspielenden Vorgänge wohl kein Wunder nimmt. Der zweite Weg, der auch von uns im Laufe dieser Untersuchung eingeschlagen wurde, besteht in der Benutzung der Verschiedenheit der Masse der Anionen und Kationen unter geeigneten Bedingungen. Wählt man den Druck tief genug, so sind, wie bekannt, die negativen Ladungsträger Elektronen, ihre Masse ist also praktisch gleich Null; die positiven sind Atome oder Moleküle, so daß ein Gastransport von der Anode weg zur Kathode stattfinden muß, der an der Anode einen Unterdruck und an der Kathode einen Überdruck entstehen läßt. Erschwert man den Ausgleich dieser Druckunterschiede durch Zwischenschalten einer engen Kapillare zwischen die Elektroden, so muß man diese Druckunterschiede mit geeignet empfindlichen Druckmessern bei genügender Stromstärke feststellen können. Einen derartigen Versuch hat J. Stark [1]) unternommen, und es gelang ihm auch an der Kathode eine Druckerhöhung nachzuweisen und an der Anode manchmal andeutungsweise eine Druckerniedrigung. Jedoch

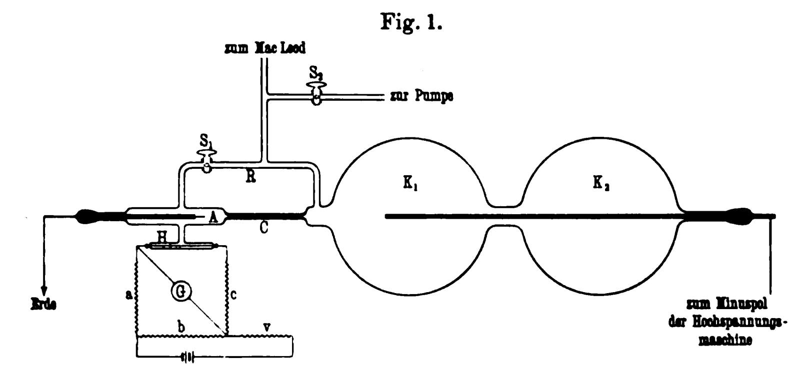
---

[1]) J. Stark, Boltzmann-Festschrift, S. 399, 1904.

hat STARK sich nicht von den bedeutenden Störungen durch Gasabsorption bzw. Abgabe an den Elektroden frei gemacht, die ja bekanntlich hauptsächlich an der Kathode auftreten. Quantitative Versuche hat STARK nicht unternommen. Man muß also sagen, daß STARK das Auftreten eines solchen Molekültransports wohl sehr wahrscheinlich gemacht hat, daß jedoch noch die Täuschung durch Fehlerquellen nicht vollkommen ausgeschlossen war.

Wir haben deshalb bei einer quantitativen Untersuchung dieser Frage unser Hauptaugenmerk darauf gerichtet, störende Druckänderungen sekundärer Natur auszuschließen und haben, da uns das an der Kathode nicht gelang, uns darauf beschränkt,

Fig. 1.



nur die Druckänderung an der Anode zu untersuchen, während an der Kathode der Druck durch ein hinreichend großes Volumen des Kathodenraumes während der Messung praktisch konstant gehalten wurde.

Die benutzte Versuchsanordnung gibt schematisch die Fig. 1 wieder. Sie ergab sich nach langwierigen Vorversuchen, die hauptsächlich der Wahl des geeignetsten Druckmessers dienten, als die passendste. Der mit A bezeichnete Anodenraum hat mit dem angehängten Druckmesser H ein Volumen von 172 ccm. Er kommuniziert durch eine etwa 10 cm lange, 1,8 mm weite Kapillare mit dem Kathodenraum K. Dieser besteht aus zwei großen Glasballons, wie man sie zur Herstellung von Röntgenröhren verwendet. Sein Inhalt ist ungefähr 18 Liter, ist also praktisch unendlich gegenüber dem Inhalt des Anodenraumes. Beide Teile des Ent-

ladungsrohres können zum schnelleren Ausgleich des Druckes mittels des Hahnes S_1 durch das weite Rohr R miteinander verbunden werden. Ferner sind Leitungen zu einem empfindlichen Mac Leodmanometer, das Drucke bis zu 10^{-5} mm Hg abzulesen gestattet, und zur Gaedepumpe angebracht. Die Kathode besteht aus einem langen, 3 mm starken Aluminiumdraht, während das Material und die Stärke der Anode im Laufe der Untersuchung variiert wurde. Die Anode war bis beinahe zur Spitze durch ein Glasrohr isoliert, sie wurde geerdet, während an die Kathode das passend einregulierte Potential einer Hochspannungsdynamomaschine gelegt werden konnte. Der das Rohr durchfließende Strom[1]) wurde durch ein Dosengalvanometer mit verschiedenen Meßbereichen gemessen. Der Druckmesser H bestand aus einem feinen, von einem Hilfsstrom durchflossenen Platindraht, dessen Widerstand in der Brückenschaltung so abgeglichen war, daß das empfindliche d'Arsonvalgalvanometer G auf Null zeigte. Die Rheostaten der Brücke, die Batterie und das Galvanometer waren auf Paraffinplatten isoliert aufgestellt. Eine solche Hitzdrahtanordnung ist, wie bekannt, gegen Druckänderungen des umgebenden Gases sehr empfindlich. Man erhielt leicht eine Empfindlichkeit von 10^{-6} mm Hg für 1 mm Ausschlag am Galvanometer. Jedoch kamen wir meistens mit einer kleineren Empfindlichkeit aus. Nach jeder Messung mußte der Druckmesser durch Vergleich mit dem Mac Leodmanometer geeicht werden. Er hat vor dem Mac Leod den Vorteil, den auftretenden Druckänderungen sogleich zu folgen, abgesehen von kleinen Störungen durch die Trägheit des passend gedämpften Galvanometers.

Der Gang einer Messung mit dieser Versuchsanordnung war dann folgender: Das in dem Entladungsrohr befindliche, durch P_2O_5 sorgfältig getrocknete Gas wird bis auf den gewünschten Druck ausgepumpt, dann werden die Hähne S_1 und S_2 geschlossen. Der Druck wird mit dem Mac Leod gemessen. Der Strom wird eingeschaltet und am Dosengalvanometer gemessen. Der zeitliche Gang der Druckerniedrigung wird am d'Arsonvalgalvanometer mit der Stoppuhr verfolgt, indem von 10 zu 10 Sekunden der

---

[1]) Die benutzte Hochspannungsdynamomaschine ist aus den Mitteln der Jagorstiftung angeschafft.

Stand des Lichtzeigers abgelesen wird. Es genügt, wie die Kurven zeigen werden, diesen Gang 60 Sekunden lang zu verfolgen. Dann wird der Strom geöffnet und in gleicher Weise das Abklingen des Druckes am Galvanometer aufgenommen. Der Hahn S_1 wird geöffnet und der Nullpunkt nach vollkommenem Ausgleich abgelesen, wobei darauf zu achten ist, daß die Nullpunktsänderung nicht zu groß sein darf. Kleine Änderungen werden zu einer graphischen Korrektur der Kurven benutzt. Zum Schluß wird der Hitzdrahtdruckmesser durch Vergleich mit dem Mac Leod geeicht. Aus den so gewonnenen Daten und den beiden Kurven läßt sich dann unter weitgehender Benutzung der von KNUDSEN[1]) für die molekulare Reibung von Gasen aufgestellten Gleichungen die Größe der vom Strome transportierten Gasmenge auf folgende Weise berechnen.

Der Druck soll so gewählt sein, daß nur die positiven Teilchen mit Materie behaftet sind, so daß ein Gastransport nur in Richtung Anode—Kathode stattfindet. Das Anodenvolumen sei V_a genannt, das Kathodenvolumen V_k, p_a und p_k seien entsprechend die Drucke. J_p, der von den positiven Teilchen an dem der Kathode zugekehrten Ende der Kapillaren getragene Strom, sei J/a, wo J den am Milliamperemeter abgelesenen Gesamtstrom bedeutet.

Bezeichnen wir nun mit X die durch den Strom 1 Amp. in der Sekunde transportierte Gasmenge, so ist

$$V_a dp'_a = -X\frac{J}{a}dt.$$

Unter dem Einfluß einer Druckdifferenz dp strömt nach KNUDSEN durch die Kapillare eine Gasmenge zurück gleich

$$V_a dp''_a = T(p_k - p_a)dt \quad (p_k = \text{const}),$$

wobei T die pro Sekunde bei der Druckdifferenz 1 mm durch die Kapillare fließende Gasmenge bedeutet. Folglich:

$$V_a(dp'_a + dp''_a) = V_a dp_a = -\left[X\frac{J}{a} - T(p_k - p_a)\right]dt$$

$$\frac{dp_a}{X\frac{J}{a} - T(p_k - p_a)} = -\frac{dt}{V_a}$$

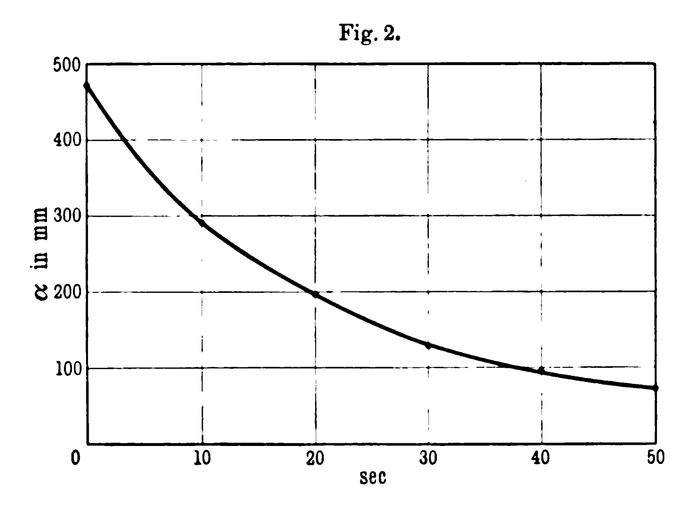
[1]) M. KNUDSEN, Ann. d. Phys. (4) 28, 75, 1909.

oder, integriert und umgeformt, wobei $p_k - p_a = \Delta p$ gesetzt wird,

$$X = \frac{\Delta p \,.\, T}{\frac{J}{a}\left(1 - e^{-\frac{T}{V_a}t}\right)}.$$

So ist X bis auf die Konstante a, von der wir nur wissen, daß sie größer als 1 sein muß, und außer durch den Wert T nur durch der Messung zugängliche Größen ausgedrückt. Denn die zusammengehörigen Werte von t und Δp lassen sich aus der Kurve für das Anklingen des Druckunterschiedes entnehmen.

Fig. 2.



Die Größe T läßt sich nun auf zwei Weisen finden. Der von uns im allgemeinen eingeschlagene Weg ist die Berechnung aus der Kurve des Abklingens des Druckes auf folgende Art.

Wie oben, ist nach KNUDSEN:

$$\frac{d\,p_a}{p_k - p_a} = \frac{T}{V_a}\,dt,$$

integriert ergibt das:

$$-\left|\lg \Delta p\right|_{\Delta p_1}^{\Delta p_2} = \left|\frac{T}{V_a}\,t\right|_{t_1}^{t_2},$$

$$T = V_a \frac{\lg \frac{\Delta p_1}{\Delta p_2}}{\Delta t}.$$

Das sind also alles Größen, die sich ohne weiteres aus der Abklingungskurve entnehmen lassen. Die zweite Methode zur Bestimmung von T besteht in der Umrechnung von KNUDSENS Messungen dieser Größe für die Dimensionen der von uns benutzten Kapillaren. Es mögen hier gleich die bei der Bestimmung von T nach beiden Methoden gewonnenen Resultate folgen, da wir ja diese Zahl bei Berechnung des Endresultats brauchen. Ferner sei als Beispiel für die Abklingung des Druckes nach Ausschalten des Stromes eine Kurve, wie sie zur T-Berechnung dient, angegeben.

Tabelle 1.

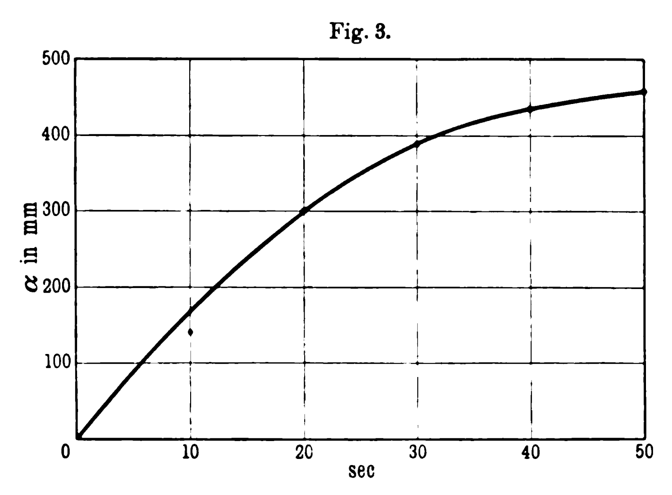
T gemessen		T berechnet nach KNUDSEN
6,63	6,64	7,03
6,97	7,98	
6,1	7,1	
7,1	7,1	
7,7	7,7	
8,1	7,78	
8,2	8,2	
7,92		
Mittel 7,41		

Diese Werte sind gemessen im Druckintervall von 0,1 bis 0,005 mm, ohne daß sich der nach KNUDSEN zu erwartende schwache Gang der Größe mit dem Druck bemerkbar gemacht hätte. Er liegt schon in der Grenze der Beobachtungsfehler dieser Methode. Das Mittel stimmt jedoch ungefähr mit KNUDSENS Werten überein. Die Abweichungen beruhen auf der ungenauen Kenntnis der Länge der Kapillaren, deren Enden durch das Anblasen an das übrige Rohrsystem etwas aufgetrieben waren. In die Rechnung eingesetzt wurden deshalb nur die von uns gemessenen Zahlen. Alle diese Bestimmungen von T sind jedoch ausgeführt, während kein Strom durch die Kapillare floß, und wir mußten deshalb erst den Nachweis erbringen, daß ein Fließen des Stromes etwa durch erhöhte Temperatur des Gases keinen Einfluß auf diese Größe ausübte. Wir überzeugten uns davon auf folgende einfache Weise. Es wurden durch die Pumpe Druckdifferenzen zwischen Anode und Kathode hergestellt und

die Kurve ihres Ausgleichs gemessen mit und ohne eingeschalteten Strom. Das ergab praktisch dieselben Resultate. Es zeigte sich auch ferner fast kein Einfluß auf die Geschwindigkeit des Ausgleichs des Druckes, wenn man die Kapillare künstlich auf 100 bis 200° C erwärmte. Da bei hohen Temperaturen, wie aus KNUDSENs Formel[1]) hervorgeht, sicher T sich hätte ändern müssen, so kann man aus dem Resultat umgekehrt schließen, daß im vom Strome durchflossenen Gas keine hohe Temperatur herrscht.

Wir kommen jetzt zu den gemessenen Druckerniedrigungen. Fig. 3 gibt ein Beispiel der erhaltenen Kurven.

Fig. 3.



Ehe wir nun auf die aus den Kurven berechnete Größe des Gastransportes X eingehen, müssen wir zeigen, wie eine Gasabsorption an der Anode von dem gesuchten Effekt zu trennen ist. Über anodische Gasabsorption ist wenig bekannt. Genauer befaßt sich nur eine Arbeit von CHRISLER[2]) damit; er fand, daß bei in Edelgas gereinigten Anoden anfänglich eine Absorption besteht, die dem FARADAYschen Gesetz folgt, nach kurzem Stromdurchgang aber kleiner wird und schließlich verschwindet. Die Erscheinung tritt ein bei Drucken um 2 mm herum. Nach CHRISLER sind die negativen Teilchen hier noch Ionen, die auf die Anode

---

[1]) KNUDSEN, l. c.
[2]) V. CHRISLER, Phys. ZS. 10, 745, 1909.

zulaufen. Wohl durch mangelnde Vorbehandlung zeigte sich bei uns ein solcher Effekt nicht, denn in dem von CHRISLER untersuchten Druckgebiete zeigte unser Druckmesser höchstens ein unregelmäßiges Schwanken. Dahingegen stellte sich bei den von uns untersuchten tieferen Drucken von 0,1 mm abwärts eine scheinbar anders zu erklärende Gasabsorption ein. Als Kriterium für Gasabsorption nahmen wir die bei dieser notwendige Abnahme mit der Zeit an, während der von uns gesuchte Effekt des Massentransportes bei konstantem Druck nur von dem Strome und nicht von der Vorgeschichte abhängig sein darf. Wie die folgende Tabelle zeigt, trat bei frischen Elektroden eine inkonstante Druckerniedrigung an der Anode auf. Statt der Druckerniedrigung stehen in der Tabelle die daraus berechneten Werte von X.

Tabelle 2.

Anodenmetall	X bei frischen Elektroden	X Endwert nach Stromdurchgang
Cu	55,6 51,2	26,65
Al	49,0 49,0 48	25,94
Pt	50,4 45,1	27,8
Hg	44,3	22,05
Mittel . . .	49,2	24,44

Es zeigt sich also, daß an frischen Elektroden der scheinbare Wert von X doppelt so groß ist wie der als Endwert in der Tabelle bezeichnete. Die hohen Werte nahmen bei Stromdurchgang schnell ab und nach ungefähr einer Viertelstunde stellte sich der Endwert ein, der sich nun nicht mehr änderte im Rahmen der Meßfehler, wie lange man auch den Strom durch das Rohr hindurchschicken mochte. Man wird also wohl nicht fehlgehen, wenn man den inkonstanten Teil der Druckerniedrigung auf Absorption schiebt und den konstanten als rein durch den Massentransport erzeugt ansieht, besonders da eine einmal gebrauchte Elektrode auch nach vielen Tagen immer den Endwert der Druckerniedrigung zeigt. Eine Erklärung für die anfängliche

Gasabsorption bei einem Druck, bei dem nur Elektronen auf die Anode zulaufen, folgt weiter unten. Die weiter angeführten Messungen sind alle mit gealterten Elektroden ausgeführt und beziehen sich daher nur auf den Effekt durch den Gastransport.

Tabelle 3.

Druck in mm Hg	X	Druck in mm Hg	X
0,14	0	0,0570	25,35
0,1357	9,1	0,0356	26,7
0,1224	19,84	0,0112	25,35
0,1217	27,6	0,00645	22,2
0,08815	23,6		

Tabelle 3 soll ein Beispiel geben von der Druckabhängigkeit des gesuchten Effektes. Man sieht, daß bei einem bestimmten Druck der Effekt einsetzt, von kleinen Werten an schnell ansteigt und dann konstant bleibt bis zu den tiefsten untersuchten Drucken hin.

Tabelle 4.

Strom	X bezogen auf den Strom I
1,05 Milliamp.	25,35
2,1	28,4
5,4	24,1

Die Tabelle 4 zeigt die Proportionalität des Gastransportes mit dem Strome oder, was dasselbe heißen will, die Unabhängigkeit der Größe X der auf den Strom 1 und eine Sekunde reduzierten überführten Gasmenge.

Tabelle 5.

X	X	X	X
23,0	25,94	22,05	29,4
27,88	32,6	26,65	25,35
22,2	27,6	25,3	28,4
29,06	31,0	24,1	
23,6	26,7	Mittel $X = 27,63$	

Die Tabelle 5 gibt noch einmal eine große Reihe der gefundenen Werte von X ohne nähere Angabe von Druck-, Strom- und Elektrodenmaterial, von denen sich der Effekt unabhängig erwiesen hat. Die Messungen sind in Luft- und in Stickstoff angestellt. Ein Unterschied ergab sich nicht. Zusammenfassend haben also die Tabellen ergeben: von einem gewissen Druck an tritt bei Stromschluß eine Druckerniedrigung an der Anode auf. Diese ist auf zwei Ursachen zurückzuführen. Erstlich auf eine Gasabsorption, deren Einfluß ausgeschaltet wird durch Altern der Elektrode. Der zweite wesentliche Teil der Druckerniedrigung, der vom einseitigen Gastransport durch Ionen herstammt, macht sich vom Druck 0,136 mm an bemerkbar, wächst mit fallendem Druck schnell auf eine konstante Größe, ist proportional der Stromstärke und unabhängig vom Elektrodenmaterial und, soweit bisher untersucht, auch vom Gasinhalt.

Wir interpretieren diese Resultate folgendermaßen. Unter den gegebenen Umständen hören die negativen Ionen bei dem Druck von ungefähr 0,136 mm allmählich auf, von der Kathode zur Anode Gasatome mitzubefördern. Sie laufen als Elektronen. Daher macht sich dann der einseitige Transport der positiven Ionen, die sich nicht von der Materie befreien können, bemerkbar. Bei dem Druck von 0,12 mm sind schon alle negativen Ladungsträger masselos, denn eine weitere Druckerniedrigung ändert die Größe des einseitigen Gastransportes nicht mehr. Vermeidet man die Absorption an der Anode, so ist die transportierte Gasmenge, wenn ein Ampere eine Sekunde lang das Rohr durchfließt, im Mittel $X = 27{,}63 \dfrac{\text{Druck . Vol.}}{\text{Strom . Zeit}}$. Drückt man diese Gasmenge als Molekülzahl aus, so ergibt die Umrechnung, daß ein Strom von einem Ampere, der eine Sekunde lang durch das Rohr fließt, aus dem Anodenraum eine Zahl von $0{,}815 \cdot 10^{18}$ Molekülen herausschafft. Leider läßt sich an Hand dieser Zahl nicht direkt prüfen, ob das Faradaysche Gesetz, daß jede positive Elementarladung die Masse eines Atoms mit sich führt, hier gültig ist. Denn dazu müßten wir wissen, der wievielste Teil des Gesamtstromes J am Ende des Anodenraumes von positiven Teilchen getragen wird, da ja nur dieser Teil für eine Druckerniedrigung an der Anode in Frage kommt. In der oben abgeleiteten Formel drückt

sich das so aus, daß statt J in der Formel $Jp = J/a$ steht, wo a größer als 1 sein muß. Wir können aber umgekehrt versuchen, das FARADAYsche Gesetz als gültig anzunehmen, und daraus die Größe der fraglichen Konstante berechnen, um so einige Aufschlüsse über die Ionisationsverhältnisse im Entladungsrohre zu erhalten. Nimmt man positive Atomionen an und benutzt die ja jetzt gut bekannten Größen, für das Elementarquantum [1]) $e = 4{,}69 . 10^{-10}$ und die LOSCHMIDTsche Zahl [2]) $n = 2{,}77 . 10^{19}$, so ergibt sich, daß ein Strom positiver Ionen von einem Ampere in einer Sekunde $n = 3{,}2 . 10^{18}$ Moleküle transportieren sollte. Vergleichen wir diese Zahl mit der von uns gefundenen, so sehen wir, daß sie 3,93 mal größer ist. Der Faktor a ist also gleich 3,93 oder, anders ausgedrückt, ungefähr der vierte Teil der Ionisation muß im Anodenraum stattfinden und drei Viertel im Kathodenraum, was mit der allgemeinen Anschauung über die Entladung im Geißlerrohr wohl verträglich ist. Man kann nun weiter fragen, ob die Ionisation hauptsächlich im Gase oder in der Nähe der Elektroden stattfindet. Vieles spricht ja bekanntermaßen dafür, die Ionisationsherde in die Nähe der Elektroden zu verlegen. Nimmt man diese Hypothese, die weiter unten noch experimentell gestützt wird, an, so wird auch die Rolle der an den frischen Anoden gefundenen Absorption klar. Denn bei der Bildung von Atomionen ist ein Ionisierungsherd auch gleichzeitig eine Stelle chemischer Dissoziation; es wird also in großer Nähe des Metalls der Anode Gas in statu nascendi frei, und zwar werden gerade so viel ungeladene Atome gebildet, die sich mit dem frischen Metall verbinden können, wie geladene Atome von der Anode weggeschleudert werden. Ist die Oberfläche des Metalls jedoch schon längere Zeit der Entladung ausgesetzt, so ist sie chemisch gesättigt und je zwei freie Atome verbinden sich zum Molekül, kommen also für eine Druckerniedrigung nicht mehr in Betracht.

Es folgen dann noch einige qualitative Versuche zur Prüfung der ausgesprochenen Hypothesen. Da diese in einer Dissertation hier im Institut näher untersucht werden sollen, so seien sie

---

[1]) E. REGENER, Berl. Ber. 1909, S. 948.
[2]) RUTHERFORD, Eröffnungsrede Brit. Ass. Winnipeg 1909.

hier nur kurz angedeutet. Erstens wurde untersucht, ob mit Wasserstoff ein gleiches Resultat sich ergebe. Qualitativ war das der Fall. Jedoch traten große Störungen durch Gasabsorption an der Kathode ein. Der Gesamtdruck änderte sich während einer Meßreihe stark. Zweitens wurde versucht, durch Feuchtigkeit oder durch Chlorzusatz die negativen Ladungsträger mit Masse zu belasten. Es mußte dann der gesuchte Effekt erst bei tieferen Drucken auftreten. Dieser Einfluß ließ sich nachweisen. Drittens wurde die Hypothese geprüft, ob die Ionisation nur an den Elektroden säße, und zwar auf folgende Weise. Ein kleines Rohr, das mit dem Druckmesser in Verbindung stand, kommunizierte durch zwei Kapillaren an seinen Enden mit zwei sehr großen Volumen. In je einem der großen Volumen befand sich die Anode bzw. die Kathode, so daß bei Stromdurchgang der Druck an beiden Elektroden praktisch konstant blieb. Ist nun die Ionisation auf die nächste Umgebung der Elektrode beschränkt, so treten in das mittlere Rohr, das den Druckmesser trägt, gerade so viel positive Teilchen durch die Kapillare der einen Seite ein, wie auf der anderen Seite das Rohr verlassen. Es darf also keine Druckerniedrigung stattfinden. Wächst dagegen der positive Strom im Gase, also nimmt er vom Anfang zum Ende des Mittelrohres zu, so muß die Druckerniedrigung auftreten, da jetzt weniger geladene Atome auf der einen Seite eintreten, als auf der anderen herauskommen. Es zeigte sich nun bis auf einige unregelmäßige Störungen keine Druckerniedrigung, so daß unser obiger Schluß über die Ionisationsherde berechtigt erscheint.

Schließlich muß noch mit einigen Worten auf eine Diskussion der Fehlerquellen eingegangen werden, die eine Druckerniedrigung durch Gastransport von der Anode fort vorgetäuscht haben könnten. Erstens Absorption; darüber siehe oben. Zweitens ein Eintreten von Ionen zum Hitzdrahtdruckmesser. Dagegen spricht das im Galvanometer beobachtete Abklingen des Effekts, außerdem bleibt der Effekt derselbe, wenn man durch in die Rohrleitung eingeführte Metallfolie den Hitzdraht schützt. Drittens können Temperatureffekte Fehler hervorrufen. Dieser Einwand erledigt sich dadurch, daß direkte Temperaturerhöhung des Gases nur eine Druckerhöhung ergeben könnte, während Erwärmung des

Hitzdrahtes durch Strahlung oder Wärmeleitung des Glases dadurch ausgeschlossen erscheint, daß eine Verschiebung des mit Glimmlicht bedeckten Teiles der Elektrode gegenüber der Öffnung des Druckmessers nichts ausmacht. Viertens könnte ein Gang des Hitzdrahtdruckmessers durch Änderung des Gasinhalts bei Stromdurchgang hervorgerufen werden. Dagegen spricht, daß die gefundene Druckerniedrigung durch stundenlangen Betrieb des Rohres keine Änderung erlitt.

Zusammenfassung.

1. Es wurde eine Anordnung beschrieben, mit der von einem gewissen Druck abwärts sich ein einseitiger Gastransport von der Anode fort als Druckerniedrigung messen läßt.

2. Es wurden die Gleichungen aufgestellt, aus denen sich die vom Strom $J_p = 1$ transportierte Molekülzahl berechnen läßt.

3. Es wird der Einfluß der Absorption diskutiert.

4. Es ergab sich für $J = 1$ Amp. die transportierte Gasmenge zu $n = 0{,}815 \, . \, 10^{18}$. In gewissen Grenzen war sie unabhängig vom Gasdruck, vom Elektrodenmaterial sowie, soweit bisher untersucht, vom Gasinhalt, und schließlich war die Druckerniedrigung proportional der Stromstärke.

5. Unter Voraussetzung der Gültigkeit des FARADAYschen Gesetzes ergibt sich, daß im untersuchten Falle der vierte Teil der Ionen nahe an der Anode gebildet wird und drei Viertel der Gesamtionisierung an der Kathode stattfindet.

6. Es werden einige im Laufe der Untersuchung aufgestellte Hypothesen geprüft.

7. Diskussion der Fehlerquellen.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität, Mai 1910.

Zur Elektrodynamik bewegter Körper;
von Max Born.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 4. März 1910.)
(Vgl. oben S. 251.)

Zur Beschreibung der elektrodynamischen Vorgänge in bewegten Körpern hat HEINRICH HERTZ eine Theorie entworfen, die man kurz so charakterisieren kann, daß sie die MAXWELLschen Grundgleichungen für ruhende Körper durch Anwendung des aus der NEWTONschen Mechanik stammenden Prinzips von der Relativität auf bewegte Medien verallgemeinert. Diese einfachste Theorie versagte bekanntlich bereits bei irdischen Experimenten [1]), bei denen die Quadrate der Geschwindigkeiten der ponderablen Körper gegen das Quadrat der Lichtgeschwindigkeit zu vernachlässigen sind. In der Folgezeit ist eine ganze Reihe von Theorien aufgestellt worden, die jene Mängel der HERTZschen Theorie verbessern sollen und zum Teil den Anspruch erheben, nicht nur bei irdischen Experimenten, sondern sogar bei beliebig schnellen Bewegungen der materiellen Körper Gültigkeit zu haben. Die wichtigsten von diesen Theorien sind wohl die von H. A. LORENTZ [2]), E. COHN [3]) und H. MINKOWSKI [4]); sie unterscheiden sich nicht nur durch die theoretische Begründung, sondern auch durch ihre Resultate bezüglich der zu erwartenden Erscheinungen. Für irdische Experimente sind allerdings die Theorien von COHN und

---

[1]) Vgl. etwa M. ABRAHAM, Elektromagnetische Theorie der Strahlung. 2. Aufl. Leipzig 1908. 2. Kap., § 35, 37.

[2]) Vgl. Enzyklopädie d. mathem. Wissensch., Bd. V, 2, Art. 14. Weiterbildung der MAXWELL schen Theorie. Elektronentheorie.

[3]) Nachr. d. Kgl. Ges. d. Wissensch. zu Göttingen, math.-phys. Kl. 1909, S. 74 (auch in Ann. d. Phys. (4) 7, 29, 1902).

[4]) H. MINKOWSKI, Nachr. d. Kgl. Ges. d. Wissensch. zu Göttingen, math.-phys. Kl. 1908, S. 54 (auch in Math. Ann. 68, 472, 1909).

MINKOWSKI identisch. Ich will hier von einer neuen Begründung [1]) der MINKOWSKIschen Theorie berichten, die ganz von selbst dazu führt, eine Versuchsanordnung anzugeben, welche vielleicht geeignet ist, die noch ausstehende Entscheidung [2]) zwischen den Theorien von LORENTZ einerseits, COHN und MINKOWSKI andererseits für irdische Vorgänge herbeizuführen.

MINKOWSKIs ursprüngliche Ableitung seiner Grundgleichungen für die elektromagnetischen Vorgänge in bewegten Körpern ist ein genaues Gegenstück zur HERTZschen Theorie. Es werden nämlich die MAXWELLschen Grundgleichungen für ruhende Körper als gültig angesehen und aus ihnen werden durch eine Hypothese über die Unabhängigkeit der beobachtbaren Erscheinungen von gleichförmigen Bewegungen des Bezugssystems die Grundgleichungen für bewegte Körper erschlossen. Nur dient als diese Hypothese nicht das Relativitätsprinzip der alten Mechanik, sondern das von LORENTZ, FITZ-GERALD und EINSTEIN aufgestellte neue Relativitätsprinzip, das seinerseits von der Elektrodynamik des reinen, von Materie freien Äthers seinen Ursprung nimmt.

Von dieser phänomenologischen Methode gänzlich verschieden ist der von LORENTZ eingeschlagene Weg. LORENTZ geht von den Vorstellungen der von ihm geschaffenen Elektronentheorie aus und gelangt zu seinem Formelsystem für die materiellen Körper durch eine komplizierte Berechnung der Mittelwerte der von den einzelnen Elektronen herrührenden Wirkungen. Die LORENTZschen Gleichungen unterscheiden sich von denen MINKOWSKIs, genügen demnach, wegen der Eindeutigkeit der MINKOWSKIschen Methode, nicht dem LORENTZ-EINSTEINschen Relativitätsprinzip. Für nichtmagnetisierte Körper und irdische Vorgänge aber genügen sie jenem Prinzip, was seinerseits nur durch Kompensation zweier Widersprüche gegen das Prinzip zustande kommt.

In seinem Vortrage „Raum und Zeit“ [3]) hat MINKOWSKI bereits darauf hingewiesen, daß man zu seinen Grundgleichungen

---

[1]) M. BORN, Math. Ann. 68, 526, 1909.

[2]) Vgl. M. ABRAHAM, Elektromagnetische Theorie der Strahlung. 2. Aufl. Leipzig 1908. 2. Kap., § 38.

[3]) H. MINKOWSKI, Phys. ZS. 10, 104, 1909 (auch im Jahresb. d. Deutsch. Mathematiker-Vereinigung 18, 75, 1909).

auch von den Vorstellungen der Elektronentheorie her auf einem dem LORENTZschen analogen Wege gelangen könne, wenn man nur das Relativitätsprinzip in strenger Weise berücksichtige [1]). Während er mit der Ausführung dieses Gedankens beschäftigt war, hat ihn der Tod dahingerafft.

Auf Grund einiger mündlicher Mitteilungen über seine Methode, die er mir kurz vorher machte, habe ich versucht, die neue Theorie MINKOWSKIs zu rekonstruieren; in seinen nachgelassenen Papieren glaube ich auch einige der von mir gewonnenen Formeln wiederzuerkennen.

Auf diese Methode will ich hier nicht näher eingehen; sie besteht darin, daß die LORENTZschen Mittelwertberechnungen ersetzt werden durch eine ihnen äquivalente, aber mathematisch strengere und durchsichtigere Potenzentwickelung der Konvektionsströmung der Elektrizität nach einem Parameter, der die mittlere Verschiebung der Elektronen aus ihren Gleichgewichtslagen im Innern der materiellen Moleküle mißt. Das Resultat der Rechnung ist folgendes. Wir bezeichnen mit MINKOWSKI die elektrische Feldstärke mit $\mathfrak{E}$, die dielektrische Erregung mit $\mathfrak{e}$, die magnetische Feldstärke mit $\mathfrak{m}$, die magnetische Erregung mit $\mathfrak{M}$; ferner sei ϱ die Dichte der elektrischen Ladungen, der Vektor $\mathfrak{w}$ soll die Geschwindigkeit der Materie und der Vektor $\mathfrak{s}$ den gesamten, aus Leitungs- und Konvektionsstrom bestehenden Strom darstellen. Außerdem führen wir zwei weitere, den Zustand der dielektrisch und magnetisch erregten Materie charakterisierende Vektoren ein, die Ruhpolarisation $\mathfrak{p}$ und die Ruhmagnetisierung $\mathfrak{q}$; in der oben genannten elektronentheoretischen Begründung dieser Theorie rechtfertigt sich diese Bedeutung von $\mathfrak{p}$ und $\mathfrak{q}$ dadurch, daß $\mathfrak{p}$ in der Tat nichts ist als die Verschiebung der Elektronen aus ihrer Gleichgewichtslage, $\mathfrak{q}$ ihr mit der Ladung multipliziertes Drehmoment, beide Größen gemessen in einem Koordinatensystem, in dem die betreffende Stelle der Materie momentan ruht. Zwischen diesen Größen bestehen folgende Relationen:

[1]) Für nichtmagnetisierte Körper hat Herr PH. FRANK die MINKOWSKIsche Behauptung erwiesen. Ann. d. Phys. (4) 27, 1059, 1908.



1. Die Differentialgleichungen:

$$\operatorname{curl} \mathfrak{m} - \frac{1}{c}\frac{\partial \mathfrak{e}}{\partial t} = \frac{1}{c}\mathfrak{s}, \tag{I}$$

$$\operatorname{div} \mathfrak{e} = \varrho, \tag{II}$$

$$\operatorname{curl} \mathfrak{E} + \frac{1}{c}\frac{\partial \mathfrak{M}}{\partial t} = 0, \tag{III}$$

$$\operatorname{div} \mathfrak{M} = 0; \tag{IV}$$

in diese geht die Geschwindigkeit der Materie nicht ein.

2. Die Verknüpfungsgesetze:

$$\mathfrak{m} = \mathfrak{M} - \frac{\mathfrak{q} - \frac{1}{c}[\mathfrak{w}\mathfrak{p}] - \frac{\mathfrak{w}}{c^2}(\mathfrak{w}\mathfrak{q})}{\sqrt{1 - \frac{|\mathfrak{w}|^2}{c^2}}}, \tag{V}$$

$$\mathfrak{e} = \mathfrak{E} + \frac{\mathfrak{p} + \frac{1}{c}[\mathfrak{w}\mathfrak{q}] - \frac{\mathfrak{w}}{c^2}(\mathfrak{w}\mathfrak{p})}{\sqrt{1 - \frac{|\mathfrak{w}|^2}{c^2}}}, \tag{VI}$$

$$\frac{\mathfrak{s}_{\mathfrak{w}} - |\mathfrak{w}|\varrho}{\sqrt{1 - \frac{|\mathfrak{w}|^2}{c^2}}} = \sigma\left(\mathfrak{E} + \frac{1}{c}[\mathfrak{w}\mathfrak{M}]\right)_{\mathfrak{w}}, \quad \mathfrak{s}_{\bar{\mathfrak{w}}} = \frac{\sigma\left(\mathfrak{E} + \frac{1}{c}[\mathfrak{w}\mathfrak{M}]\right)_{\bar{\mathfrak{w}}}}{\sqrt{1 - \frac{|\mathfrak{w}|^2}{c^2}}}, \tag{VII}$$

wobei die Indices $\mathfrak{w}$, $\bar{\mathfrak{w}}$ die Komponenten des betreffenden Vektors nach der Richtung $\mathfrak{w}$ und einer zu $\mathfrak{w}$ senkrechten Richtung $\mathfrak{w}$ bedeuten. Diese Gleichungen sind nun noch zu ergänzen durch die Beziehungen, die angeben, in welcher Weise die den Zustand der Substanz bezeichnenden Vektoren $\mathfrak{p}$, $\mathfrak{q}$ von den wirkenden Feldstärken abhängen. Im einfachsten Falle eines isotropen, dispersionsfreien Mediums nimmt man die Vektoren $\mathfrak{p}$, $\mathfrak{q}$ mit den „Ruhfeldstärken" proportional an, d. h. mit den Vektoren

$$\Phi = \frac{\mathfrak{E} + \frac{1}{c}[\mathfrak{w}\mathfrak{M}]}{\sqrt{1 - \frac{|\mathfrak{w}|^2}{c^2}}}, \quad \Psi = \frac{\mathfrak{m} - \frac{1}{c}[\mathfrak{w}\mathfrak{e}]}{\sqrt{1 - \frac{|\mathfrak{w}|^2}{c^2}}}; \tag{1}$$

setzt man

$$\mathfrak{p} = (\varepsilon - 1)\Phi \quad \text{und} \quad \mathfrak{q} = (\mu - 1)\Psi, \tag{2}$$

so bedeuten ε und μ Dielektrizitätskonstante und Permeabilität, und die Gleichungen V) und VI) führen auf die von MINKOWSKI aufgestellten Verknüpfungsgesetze

$$\mathfrak{e} + \frac{1}{c}[\mathfrak{w}\,\mathfrak{m}] = \varepsilon\left(\mathfrak{E} + \frac{1}{c}[\mathfrak{w}\,\mathfrak{M}]\right), \qquad 3)$$

$$\mathfrak{M} - \frac{1}{c}[\mathfrak{w}\,\mathfrak{E}] = \mu\left(\mathfrak{m} - \frac{1}{c}[\mathfrak{w}\,\mathfrak{e}]\right) \qquad 4)$$

zurück.

Ohne auf diesen Spezialfall einzugehen, kann man die allgemeinen Gleichungen I) bis VII) mit den entsprechenden Formeln von LORENTZ vergleichen. Wir entnehmen diese dem Artikel „Elektronentheorie" der Enzyklopädie der mathematischen Wissenschaften [1]) (Bd. V, 2, Art. 14, S. 208, 209), wobei wir die dort gebrauchte Numerierung beibehalten. Die Differentialgleichungen lauten:

$$\operatorname{curl}\mathfrak{H} - \frac{1}{c}\frac{\partial\mathfrak{D}}{\partial t} = \frac{1}{c}(\mathfrak{s} + \operatorname{curl}[\mathfrak{p}\,\mathfrak{w}]), \qquad \text{III}'')\ \text{u. XXVIII})$$

$$\operatorname{div}\mathfrak{D} = \varrho, \qquad \text{I}'')$$

$$\operatorname{curl}\mathfrak{E} + \frac{1}{c}\frac{\partial\mathfrak{B}}{\partial t} = 0, \qquad \text{IV}'')$$

$$\operatorname{div}\mathfrak{B} = 0. \qquad \text{V}'')$$

Die Verknüpfungsgesetze lauten:

$$\mathfrak{H} = \mathfrak{B} - \mathfrak{q}, \qquad \text{XXX})$$

$$\mathfrak{D} = \mathfrak{E} + \mathfrak{p}, \qquad \text{XXV})\ \text{u. XXI})$$

$$\mathfrak{s} - \varrho\,\mathfrak{w} = \mathfrak{E} + \frac{1}{c}[\mathfrak{w}\,\mathfrak{B}]. \qquad \text{XXIII})\ \text{u. XXXIII}'')$$

Dabei haben wir im allgemeinen die LORENTZschen Bezeichnungen verwendet; nur ist die Polarisation mit $\mathfrak{p}$, die Magnetisierung mit $\mathfrak{q}$ (statt mit $\mathfrak{P}$ bzw. mit $\mathfrak{M}$) bezeichnet.

Offenbar gehen die LORENTZschen Differentialgleichungen in die unseren über, wenn wir die LORENTZ-

[1]) Herr ABRAHAM hat im § 8 seiner Arbeit „Zur Elektrodynamik bewegter Körper" (Rend. del Circ. Mat. di Palermo 28, 1, 1909) die LORENTZschen Gleichungen so abgeändert, daß sie die fehlende Symmetrie der elektrischen und magnetischen Größen erhalten. Dann werden sie bei geeigneter Zuordnung der Vektoren mit den MINKOWSKIschen Gleichungen identisch.

schen Vektoren $\mathfrak{E}$, $\mathfrak{H} - \frac{1}{c}[\mathfrak{p}, \mathfrak{w}]$, $\mathfrak{D}$, $\mathfrak{B}$ bzw. mit $\mathfrak{E}$, $\mathfrak{m}$, $\mathfrak{e}$, $\mathfrak{M}$ identifizieren. Die Verknüpfungsgesetze lassen sich für beliebige Körper auch bei langsamen Bewegungen nicht zur Übereinstimmung bringen. Vernachlässigt man nämlich die in $\mathfrak{w}/c$ quadratischen Glieder, so gehen unsere Formeln V, VI, VII) über in:

$$\mathfrak{m} = \mathfrak{M} - \mathfrak{q} + \frac{1}{c}[\mathfrak{w}\mathfrak{p}], \tag{V'}$$

$$\mathfrak{e} = \mathfrak{E} + \mathfrak{p} + \frac{1}{c}[\mathfrak{w}\mathfrak{q}], \tag{VI'}$$

$$\mathfrak{s} - \varrho\mathfrak{w} = \sigma\left(\mathfrak{E} + \frac{1}{c}[\mathfrak{w}\mathfrak{M}]\right), \tag{VII'}$$

während die LORENTZschen Gleichungen bei der angegebenen Zuordnung seiner Zeichen zu den unseren folgendermaßen zu schreiben sind:

$$\mathfrak{m} = \mathfrak{M} - \mathfrak{q} + \frac{1}{c}[\mathfrak{w}\mathfrak{p}], \tag{V''}$$

$$\mathfrak{e} = \mathfrak{E} + \mathfrak{p}, \tag{VI''}$$

$$\mathfrak{s} - \varrho\mathfrak{w} = \sigma\left(\mathfrak{E} + \frac{1}{c}[\mathfrak{w}\mathfrak{M}]\right). \tag{VII''}$$

Der wesentliche Unterschied zwischen beiden Gleichungssystemen besteht in dem Auftreten des Vektors $\frac{1}{c}[\mathfrak{w}\mathfrak{q}]$, der bei LORENTZ fehlt. Dieser ist das genaue Analogon zu dem Vektor $\frac{1}{c}[\mathfrak{w}\mathfrak{p}]$, der bekanntlich die magnetischen Wirkungen bewegter polarisierter Dielektrika darstellt, welche man nach ihrem Entdecker als die Erscheinung des „Röntgenstromes" bezeichnet. Ebenso wird der Vektor $\frac{1}{c}[\mathfrak{w}\mathfrak{q}]$, der nach VI') einen Teil der dielektrischen Verschiebung ausmacht, elektrostatische Wirkungen bewegter magnetisierter Körper anzeigen.

Für nichtmagnetisierte Körper, bei denen $\mathfrak{q} = 0$ zu setzen ist, fällt dieser Vektor fort und die beiden Formelsysteme werden (wie schon MINKOWSKI für den Fall isotroper, dispersionsfreier Medien festgestellt hat) vollständig identisch.

Eine Entscheidung zwischen beiden Theorien muß also auf der Beobachtung der elektrostatischen Effekte bewegter magnetisierter Körper beruhen. Während nun die von solchen Körpern hervorgebrachten (induzierten) Leitungsströme auf das allergenaueste studiert und viel gebraucht sind, sind mir Untersuchungen über elektrostatische Messungen nicht bekannt geworden.

Herr ABRAHAM, der in der 2. Auflage seines Buches „Elektromagnetische Theorie der Strahlung" in § 38, S. 305 die hier vorliegende Frage ebenfalls diskutiert, sieht den Grund dafür, daß es noch nicht gelungen ist, zwischen den Ansätzen von COHN und MINKOWSKI einerseits und denen von LORENTZ andererseits eine Entscheidung zu treffen in ähnlicher Weise, wie man zur Aufgabe der HERTZschen Theorie durch die Versuche von FIZEAU, EICHENWALD und H. A. WILSON gezwungen wurde, in dem Umstande, daß für Dielektrika die magnetische Permeabilität zu wenig von 1 verschieden ist. Aus der Form aber, die wir hier den Theorien gegeben haben, ist leicht zu ersehen, daß man auch die stark magnetisierbaren Metalle für dieses Experimentum crucis benutzen kann, sofern man nur durch geeignete Versuchsanordnung das Zustandekommen von Leitungsströmen verhindert. Das kann auf folgende Weise geschehen.

In einem homogenen magnetischen Felde drehe sich ein (unendlich langer) Zylinder aus Metall um seine mit der Feldstärke $\mathfrak{H}$ parallele Achse. Verbindet man diese Achse und einen Punkt der Zylinderoberfläche mit Hilfe von Schleifkontakten durch einen ruhenden Draht, so wird in diesem ein (unipolarer) Induktionsstrom fließen. Die Stärke desselben ergibt sich aus beiden Theorien infolge des bei beiden gleichlautenden dritten Verknüpfungsgesetzes VII') bzw. VII'') in bekannter Weise als proportional der magnetischen Induktion $\mathfrak{M}$, d. h. dem LORENTZschen Vektor $\mathfrak{B}$.

Wird die Drahtverbindung entfernt und die Achse geerdet, muß die induzierte (unipolare) elektromotorische Kraft zu einer Aufladung des Zylindermantels führen. Diese ergibt sich aber nicht in beiden Theorien als identisch und proportional mit $\mathfrak{B}$, vielmehr tritt in der MINKOWSKIschen Theorie zu jener durch den Leitungsstrom hervorgerufenen, mit $\mathfrak{B}$ proportionalen Auf-

ladung eine zweite mit entgegengesetztem Vorzeichen hinzu, die von dem hier in Frage kommenden Gliede $\frac{1}{c}[\mathfrak{w}\,\mathfrak{q}]$ der Gleichung VI′), also von einem „magneto-elektrischen Verschiebungsstrom" herrührt. Auf diese Weise kommt es zustande, daß die elektrostatische Aufladung des Zylindermantels in der MINKOWSKIschen Theorie proportional der magnetischen Feldstärke $\mathfrak{H}$, in der LORENTZschen proportional der Induktion $\mathfrak{B}$ wird. Die Aufladung kann dadurch gemessen werden, daß der Zylinder an einer Stelle von einem durch eine Luftschicht isolierten Hohlzylinder umgeben wird, der sich auf seiner Innenfläche durch Influenz bis zu einer ebenso großen entgegengesetzten Ladung auflädt, wie der gegenüberliegende Teil des Zylindermantels; die dabei abfließende Ladung kann dann elektrometrisch bestimmt werden.

Um die Theorie des Versuches des näheren zu verfolgen, brauchen wir die an einer Diskontinuität der Materie geltenden Grenzbedingungen. Diese erhält man aus den Differentialgleichungen I) bis VI) durch den bekannten Grenzübergang für endliche Werte von ε, μ, σ in folgender Form:

Die Tangentialkomponenten der Vektoren $\mathfrak{m}$, $\mathfrak{E}$ sind stetig.

Die Normalkomponenten der Vektoren $\mathfrak{e}$, $\mathfrak{M}$ sind stetig.

Wir betrachten nun den stationären Zustand, der sich bei gleichförmiger Rotation des Zylinders ausbilden muß.

Man kann die Differentialgleichungen im Innern des Zylinders erfüllen, wenn man sämtliche Vektoren $\mathfrak{E}$, $\mathfrak{m}$, $\mathfrak{e}$, $\mathfrak{M}$ nur von der Entfernung r von der Achse abhängig annimmt. Wenn wir dann entsprechend der Versuchsanordnung den Vektor $\mathfrak{m}$ parallel der Rotationsachse legen, so verschwindet die Radialkomponente $\mathfrak{s}_r$ des Stromes und es folgt aus VII′):

$$\mathfrak{E}_r + \frac{1}{c}[\mathfrak{w}\mathfrak{M}] = 0. \tag{5}$$

Auch ohne die strenge Gültigkeit der Proportionalität zwischen der Ruhpolarisation $\mathfrak{p}$ und elektrischer Ruhkraft

$$\Phi = \mathfrak{E} + \frac{1}{c}[\mathfrak{w}\mathfrak{M}]$$

vorauszusetzen (Gleichung 2), werden wir anzunehmen haben, daß $\mathfrak{p}$ mit Φ zugleich verschwindet. Dann folgt aus VI′) nach MINKOWSKI:

$$\mathfrak{e}_r = \mathfrak{E}_r + \frac{1}{c}\,\mathfrak{w}\mathfrak{q}]_r, \tag{6}$$

dagegen aus VI″) nach LORENTZ:

$$\mathfrak{e}_r = \mathfrak{E}_r. \tag{6′}$$

Setzen wir hier 5) ein, so ergibt sich nach MINKOWSKI:

$$\mathfrak{e}_r = \frac{1}{c}\,[\mathfrak{w},\ \mathfrak{q} - \mathfrak{M}]_r,$$

oder nach V′) wegen $\mathfrak{p}_r = 0$:

$$\mathfrak{e}_r = -\frac{1}{c}[\mathfrak{w},\ \mathfrak{m}]_r = -\frac{\Omega}{c}\,r\,\mathfrak{m}; \tag{7}$$

dagegen nach LORENTZ:

$$\mathfrak{e}_r = -\frac{1}{c}[\mathfrak{w}, \mathfrak{M}]_r = -\frac{\Omega}{c}\,r\,\mathfrak{M}, \tag{7′}$$

wobei Ω die Winkelgeschwindigkeit ist, die positiv gerechnet wird, wenn die Rotationsrichtung mit der Richtung der Feldstärke $\mathfrak{H}$ eine Rechtsschraubung bestimmt.

Betrachten wir jetzt das Feld in dem von Luft erfüllten Außenraume, so sind in diesem die Vektoren $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{e}$, $\mathfrak{M}$ und $\mathfrak{m}$ identisch. Da die Tangentialkomponente von $\mathfrak{m}$ stetig ist, setzt sich im Außenraum das magnetische Feld stetig fort; eine Normalkomponente von $\mathfrak{M}$ ist nicht vorhanden. Das elektrische Feld im Außenraume wird dasjenige elektrostatische Feld sein, das durch die Stetigkeit der Normalkomponente der Verschiebung $\mathfrak{e}$ bestimmt ist; es ist also identisch mit einem Felde, das von einer auf dem Zylindermantel ausgebreiteten Flächendichte $\mathfrak{e}_R$ herrührt, wo $\mathfrak{e}_R$ der für den Zylinderradius R genommene Wert von 8) bzw. 8′) ist.

Gebrauchen wir statt der hier gewählten die praktischen Einheiten und bezeichnen die in Gauß gemessene Feldstärke mit $\mathfrak{H}$, die Induktion mit $\mathfrak{B}$, die elektrostatisch gemessene elektrische Dichte mit ω, so ist

$$\mathfrak{m} = \frac{1}{\sqrt{4\pi}}\,\mathfrak{H}, \quad \mathfrak{M} = \frac{1}{\sqrt{4\pi}}\,\mathfrak{B}, \quad \mathfrak{e}_R = \sqrt{4\pi}\,\omega$$

zu setzen.

Demnach ist die zu bestimmende Aufladung des Zylindermantels nach MINKOWSKI:

$$\omega = \frac{\Omega}{4\pi c} R \mathfrak{H}, \tag{8}$$

nach LORENTZ:

$$\omega = \frac{\Omega}{4\pi c} R \mathfrak{B}. \tag{8'}$$

Hat der umgebende Hohlzylinder die Höhe h, so ist die gesamte erzeugte Elektrizitätsmenge

$$e = 2\pi\omega h.$$

Bei ein und derselben Feldstärke $\mathfrak{H}$ ist demnach der Effekt nach LORENTZ um so größer, je stärker das Zylindermetall magnetisierbar ist, während nach MINKOWSKI der Effekt von dem Material völlig unabhängig ist. Da die Magnetisierbarkeit des Eisens beträchtlich ist, sagt die LORENTZsche Theorie für einen Eisenzylinder einen außerordentlich viel größeren Effekt voraus als die MINKOWSKIsche. Wenn dieser größere Effekt im Bereiche der Meßbarkeit liegt, so entscheidet sein Eintreten oder Ausbleiben für die eine oder die andere Theorie. Um die Größe des Effektes für Schmiedeeisen ($\mathfrak{B} = 2.10^4$) abzuschätzen, wollen wir $R = 1$ cm setzen und die Tourenzahl pro Sekunde mit n bezeichnen, so daß $\Omega = 2\pi n$ zu setzen ist. Dann wird

$$e = \frac{2\pi}{c} \cdot 10^4 n h = 2.10^{-6} n h \text{ elektrostat. Einh.}$$

Ist k die Kapazität des aus dem Hohlzylinder, dem Elektrometer und der Zuleitung gebildeten Systems in Centimetern gemessen, so ist das Potential

$$V = \frac{e}{k} \text{ elektrost. Einh.} = 300 \cdot \frac{e}{k} \text{ Volt},$$

$$V = 6.10^{-4} \frac{n h}{k} \text{ Volt.}$$

Für $n = 300$, $h = 3$ cm, $k = 50$ cm, welches leicht erreichbare Werte sind, wird also etwa

$$V = 10^{-2} \text{ Volt.}$$

Die Entscheidung zwischen beiden Theorien läßt sich demnach herbeiführen, wenn man eine Aufladung von etwa $^1/_{100}$ Volt sicher konstatieren kann.

Für einen Zylinder von endlicher Länge gilt unser Ansatz für das Feld nicht streng. Doch können die Inhomogenität des Feldes und die dadurch bedingten „Wirbelströme" das Resultat wohl nicht wesentlich beeinflussen, wenn der rotierende Zylinder im Verhältnis zu dem seine Mitte umgebenden Hohlzylinder sehr lang ist.

Ich habe vor, diesen Versuch auszuführen.

Über Gesetzmäſsigkeiten bei der Emission von β-Strahlen und über die Absorption derselben in Materie;

von Otto Hahn.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 13. Mai 1910.)
(Vgl. oben S. 423.)

Über die Natur der α-Strahlen und die Gesetzmäßigkeiten bei ihrer Emission aus dem radioaktiven Produkt ist man durch die Arbeiten von RUTHERFORD, BRAGG und anderen völlig im Klaren. Die Geschwindigkeit der die radioaktive Substanz verlassenden α-Strahlen variiert für die verschiedenen Produkte zwischen $^1/_{30}$ und $^1/_{12}$ Lichtgeschwindigkeit; für die einzelnen Produkte aber ist die Anfangsgeschwindigkeit eine ganz bestimmte Größe, die für die betreffende Substanz direkt als Charakteristikum dienen kann.

Über das Wesen der Emission der β-Strahlen herrscht dagegen trotz der zahlreichen Arbeiten, die gerade während der letzten Jahre erschienen sind, noch keine völlige Klarheit, und die Ansichten der einzelnen Forscher gehen weit auseinander. OTTO HAHN und LISE MEITNER haben im Laufe der letzten Jahre eine Reihe von Arbeiten ausgeführt, die sich mit der Absorption der β-Strahlen in Aluminium beschäftigte. Es wurden unter gleichen Bedingungen sämtliche bekannte β-Strahlen untersucht. Was die Art der Absorption anbelangt, so konnte man danach zwei Gruppen unterscheiden. Eine Anzahl der untersuchten Substanzen sendet β-Strahlen aus, die nach einem Exponentialgesetz absorbiert werden, d. h. in gleichen Schichten absorbierenden Materials wird immer ein gleicher Prozentsatz zurückgehalten, während der andere Teil allem Anschein nach mit unverminderter Geschwindigkeit durchgeht. Die Substanzen der zweiten Gruppe hingegen senden β-Strahlen aus, die nicht nach einem Exponentialgesetz absorbiert werden, sondern mit wachsender Dicke der absorbierenden Schicht ein allmählich zunehmendes Durchdringungsvermögen erkennen lassen. Bei allen Versuchen wurde die Streuung und Reflexion

der Strahlen, wie sie besonders eingehend von H. W. SCHMIDT untersucht ist, nicht im einzelnen gemessen. Wurden Substanzen, deren β-Strahlen nach einem Exponentialgesetz absorbiert wurden, miteinander vermischt, so erfolgte die Absorption nicht mehr nach einem Exponentialgesetz, sondern ungefähr so, wie für die Substanzen der zweiten Gruppe. HAHN und MEITNER schlossen daraus rückwärts, daß man möglicherweise für solche Substanzen, die kein Exponentialgesetz ergeben, durch Abtrennen der einzelnen einheitlichen Produkte die gekrümmte Absorptionskurve in mehrere geradlinige, also Exponentialkurven zerlegen könne. Da die Vorversuche mit solchen Substanzen ausgeführt worden waren, bei denen man nur eine β-strahlende Substanz bisher angenommen hatte, so lag der Schluß nahe, daß diese Annahme unhaltbar sei und daß vielleicht noch andere radioaktive Zerfallsprodukte β-Strahlen emittieren.

Die Arbeitsmethode erwies sich als fruchtbar. So wurde für den aktiven Niederschlag des Thoriums der Nachweis erbracht, daß zwei β-strahlende Substanzen in ihm enthalten sind, nämlich das Thorium A und das kürzlich von HAHN und MEITNER entdeckte Thorium D, was in Übereinstimmung stand mit den schon vorher von v. LERCH nachgewiesenen weichen β-Strahlen beim Thorium A.

Beim Aktinium wurden außer dem Aktinium C zwei weitere Produkte als β-strahlend erkannt, nämlich das Aktinium A und das Radioaktinium.

Auch beim Radium wurde eine neue β-Strahlung aufgefunden, und zwar für das Radium selbst und in jüngster Zeit als Analogon zu den β-Strahlen des Radiums eine sehr wenig durchdringende β-Strahlung beim Thorium X. Man sieht hieraus, daß eine große Anzahl radioaktiver Substanzen β-Strahlen emittieren und nicht nur die letzten schnell zerfallenden Glieder, wie man früher annahm. Außerdem zeigte es sich, daß die von den einzelnen für sich untersuchten Produkten ausgesendeten β-Strahlen im allgemeinen nach einem Exponentialgesetz absorbiert werden. Zwei Substanzen zeigten aber eine unverkennbare Abweichung von diesem Gesetz, nämlich das Radium C und das Mesothorium 2. HAHN und MEITNER haben im Verlaufe ihrer Untersuchungen die Hypothese aufgestellt, daß einheitliche Substanzen nur einheit-

liche β-Strahlen emittieren, und daß in solchen Fällen, wo noch komplexe Strahlen beobachtet wurden, die Absorption also nicht nach einem Exponentialgesetz erfolgte, keine einheitlichen Substanzen vorlägen. Radium C und Mesothorium 2 wären nach dieser Auffassung also noch als komplex anzusehen. In der Tat gelang es, für das Radium C die komplexe Natur nachzuweisen. Aus völlig reinem Radium C, das mit einer Periode von 19 Min. zerfiel, konnte, allerdings nur in minimaler Menge, nach der „Rückstoß“-Methode ein schnell zerfallendes Produkt abgetrennt werden, dessen Periode etwa 1 bis 2 Min. betrug.

Durch die Auffindung der Produkte Thorium D und Aktinium C, welche die β-Strahlen emittieren, die man früher den Körpern Thorium C und Aktinium B zugeschrieben hatte, wurde die oben erwähnte Hypothese über die einheitlichen β-strahlenden Substanzen noch erweitert. Hahn und Meitner machten nämlich die allgemeinere Hypothese, daß einheitliche Substanzen nicht nur einheitliche α- oder β-Strahlen, sondern überhaupt nur eine Gruppe von Strahlen emittieren, also entweder nur einheitliche α-Strahlen oder nur einheitliche β-Strahlen. Hiernach müßte das Radium selbst, da es α- und β-Strahlen emittiert, und aus demselben Grunde das Thorium X noch komplex sein. Mannigfache Trennungsversuche beim Radium haben indessen zu einem sicheren Ergebnis nicht geführt, so daß die Frage nach der komplexen Natur des Radiums vorläufig noch offen bleiben muß; doch möchte ich nicht unerwähnt lassen, daß das Nichtgelingen einer Trennung von Radium und dem hypothetischen Radium X nicht unbedingt gegen die Existenz des letzteren Körpers sprechen muß, denn es sind ja eine ganze Reihe radioaktiver Produkte bekannt, die sich chemisch auf keine Weise voneinander trennen lassen, z. B. Ionium und Thorium.

Die durch den Nachweis mehrerer neuer β-Strahlungen und die Entdeckung einiger neuer Zerfallsprodukte als brauchbar erwiesene Hypothese von Hahn und Meitner beruhte auf einer Voraussetzung, nämlich der, daß das aus der Absorption erhaltene Exponentialgesetz ein Maß für die Einheitlichkeit der β-Strahlen sei, denn es wurde ja eine Substanz als einheitlich angesehen, wenn ihre β-Strahlen nach einem Exponentialgesetz absorbiert wurden, und als komplex, wenn dies nicht der Fall war.

Nun erschien aber vor nicht langer Zeit eine Arbeit von W. Wilson, der bezüglich der Absorption der β-Strahlen ganz andere Resultate erhielt als wir. Wilson schließt nämlich aus seinen Versuchen über die magnetische Ablenkbarkeit von β-Strahlen, daß einheitliche Strahlen nicht nach einem Exponentialgesetz, sondern nach einem linearen Gesetz absorbiert werden, und daß in dem Falle, wo ein Exponentialgesetz erhalten wird, die strahlende Substanz keine einheitliche, sondern ein Gemisch mehrerer β-Strahlungen emittiert. Aus dem linearen Absorptionsgesetz folgt dann sogleich, daß die Geschwindigkeit der β-Strahlen beim Durchdringen von Materie beträchtlich geringer werden muß.

Diese Schlüsse standen im Widerspruch zu den Ansichten anderer Forscher und insbesondere zu denen von Hahn und Meitner, die ja gerade durch die Voraussetzung des Exponentialgesetzes für einheitliche Strahlen zu ihren Resultaten gelangt waren. Für die Ansicht von Wilson sprachen allerdings die schon lange bekannten Arbeiten von Kaufmann und Bucherer, die die Geschwindigkeit und das Verhältnis von e/m für die β-Strahlen des Radiums untersucht hatten. Sowohl Kaufmann als Bucherer erhielten im Magnetfelde kontinuierliche Spektren der β-Strahlen, während man ja nach der Ansicht von Hahn und Meitner ein diskontinuierliches Spektrum, bestehend aus einzelnen Linien für die einzelnen Substanzen, hätte erwarten sollen.

Nun waren aber die Bedingungen gerade bei dem Radium nicht sehr einfach, denn festes Radiumsalz, das im Gleichgewicht mit dem schnell zerfallenden aktiven Niederschlag sich befindet und einen Teil des langsamen enthält, emittiert mindestens fünf Gruppen von β-Strahlen, die sich teilweise in ihrer Geschwindigkeit nicht sehr voneinander unterscheiden und sich daher bei der photographischen Aufnahme, mit Sekundärstrahlen vermischt, übereinander lagern können.

Der Verfasser hat daher in Gemeinschaft mit Otto v. Baeyer eine Untersuchung über die Ablenkung, die die β-Strahlen im Magnetfeld erfahren, ausgeführt. Wir gingen hierbei aber nicht vom Radium aus, sondern begannen unsere Versuche mit dem aktiven Niederschlag des Thoriums, das nach den Untersuchungen von Hahn und Meitner augenscheinlich zwei Gruppen einheitlicher β-Strahlen emittiert. Die Versuche sind im einzelnen an



anderer Stelle beschrieben, es seien hier nur kurz die Resultate erwähnt. Für den aktiven Niederschlag des Thoriums wurden tatsächlich im Magnetfelde zwei Ablenkungsstreifen für β-Strahlen erhalten, von denen besonders der stärker abgelenkte des Thoriums A fast ebenso scharf war als der nicht abgelenkte Streifen für die α-Strahlen.

Der dem Thorium D entsprechende härtere β-Strahl ist weniger scharf begrenzt, doch war dies auch nicht anders zu erwarten, wenn man bedenkt, daß die durchdringenden Strahlen in der photographischen Schicht nur sehr wenig ionisieren und die vielleicht langsameren und daher stärker ionisierenden Sekundärstrahlen daneben störend auftreten müssen. Außer den beiden vom Thorium A und D herrührenden Streifen wurde ganz in der Nähe des Thorium A-Streifens ein schwacher, etwas weniger abgelenkter Streifen beobachtet und außerdem wurden unter Umständen noch zwei sehr stark abgelenkte Streifen erhalten. Ob diese drei Streifen, die immer nur sehr schwach waren, vom Thorium A und D herrühren oder was für eine Rolle sie sonst spielen, läßt sich bis jetzt noch nicht sagen; mit Sicherheit aber ergibt sich das Resultat, daß der aktive Niederschlag des Thoriums deutlich getrennte Gruppen einheitlicher β-Strahlen emittiert, und daß ein kontinuierliches Spektrum nicht beobachtet wird.

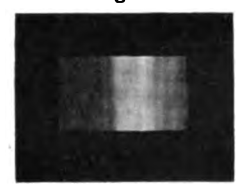
Es wurden in der Folge weitere Versuche angestellt, und zwar mit dem Radium E_2, dem Mesothorium 2 und dem Radiothorium selbst. Radium E_2 gibt entsprechend der Exponentialabsorption seiner Strahlen einen einzigen — allerdings etwas verwaschenen — Streifen.

Sehr auffallend liegen die Verhältnisse beim Mesothorium 2. Für diese Substanz wurde schon oben erwähnt, daß sie eine komplexe β-Strahlung emittiert, doch haben Versuche von Hahn und Meitner zur Abtrennung weiterer Zerfallsprodukte aus dieser Substanz zu keinem Resultat geführt. Die photographische Aufnahme der β-Strahlen ergab nun außer einem etwas verwaschenen breiten Streifen, der wahrscheinlich von zwei β-Strahlengruppen herrührt, vier deutlich getrennte, stark abgelenkte Streifen. Es liegen hier also mindestens sechs verschiedene β-Strahlen vor, die nach der Ansicht von Hahn und Meitner auf eine sehr komplexe Natur von Mesothorium 2 schließen lassen.

Es möge hier erwähnt werden, daß bei dem elektroskopischen Nachweis von β-Strahlen sich derartig leicht absorbierbare Strahlen, wie etwa die weichen des Mesothoriums 2, nicht werden finden lassen. Da man nämlich die meist vorhandenen α-Strahlen völlig abblenden muß, so werden diese ganz weichen β-Strahlen ebenfalls zum weitaus größten Teil zurückgehalten, und der Rest läßt sich dann gegenüber den sehr viel stärker wirksamen durchdringenden Strahlen nicht mehr nachweisen. Fig. 1 zeigt eine Reproduktion des photographischen Bildes der β-Strahlen beim Mesothorium 2. Auch in der Reproduktion läßt sich die große Anzahl einzelner Streifen deutlich erkennen.

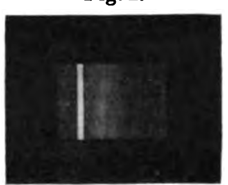
Schließlich wurde auch noch das magnetische Spektrum vom Radiothorium aufgenommen. Es war dies insofern von Interesse,

Fig. 1.



Magnetisches Spektrum von Mesothor 2.

Fig. 2.



Magnetisches Spektrum von Thorium X.

als in jüngster Zeit von Hahn und Meitner beim Thorium X eine sehr wenig durchdringende β-Strahlung aufgefunden wurde. Dieser Nachweis war wegen der geringen Wirksamkeit in einem β-Elektroskop ziemlich mühselig. Nach der photographischen Methode mußte man aber außer den Strahlen für A und D einen weiteren Streifen für die β-Strahlung des Thorium X erhalten, und dies war tatsächlich der Fall. Fig. 2 zeigt ein Bild des magnetischen Spektrums von Radiothorium und seinen Zerfallsprodukten. Entsprechend der dreimal größeren Absorbierbarkeit des Thorium X gegenüber Thorium A liegt der Thorium X-Streifen noch nach der weiter abgelenkten Seite jenseits vom Thorium A; den vom Thorium D herrührenden Streifen kann man auf der Reproduktion nicht genau erkennen.

Die Versuche von v. Baeyer und Hahn haben in keinem der erwähnten Fälle ein kontinuierliches Spektrum für β-Strahlen

ergeben, und es sind noch weitere Untersuchungen nach mehreren Richtungen hin im Gange. So soll insbesondere auch der Nachweis zu erbringen gesucht werden, ob vielleicht solche Substanzen, die wir heute noch als strahlenlos ansehen, nicht ebenfalls eine ziemlich leicht absorbierbare β-Strahlung emittieren, die man aus den oben angeführten Gründen auf elektroskopischem Wege nicht nachweisen konnte. Wir hoffen, in Kürze über diese Versuche berichten zu können.

Die Resultate, die durch die photographische Aufnahme der magnetischen Spektra der β-Strahlen gewonnen wurden, sind kurz folgende:

Die von Otto Hahn und Lise Meitner vertretene Ansicht, daß die einzelnen Radioelemente einzelne Gruppen von β-Strahlen ganz bestimmter Geschwindigkeit emittieren, scheint eine neue Stütze gefunden zu haben. Außerdem ist man durch die beschriebenen Versuche in den Stand gesetzt, die Geschwindigkeit einzelner β-Strahlengruppen genau zu bestimmen und auch die Zunahme der scheinbaren Masse mit zunehmender Geschwindigkeit der Strahlen genauer als bisher messen zu können. Ferner liegt die Möglichkeit des Nachweises neuer, stark absorbierbarer β-Strahlen vor und hiermit eine Möglichkeit zur weiteren Prüfung der von Hahn und Meitner aufgestellten Hypothese.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

12. Jahrg.	15. Juni 1910.	Nr. 11.

Sitzung vom 27. Mai 1910.

Vorsitzender: Hr. F. KURLBAUM.

Ein Antrag des Vorstandes und Beirats, den § 8 der Satzungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft dahin zu ändern, daß der Beitrag der Auswärtigen Mitglieder vom 1. Januar 1911 ab 10 *M* statt 5 *M* jährlich beträgt, wird von den anwesenden Mitgliedern einstimmig angenommen. Nach § 33 der Satzungen bedarf dieser Beschluß zu seiner Gültigkeit noch einer zweiten auf schriftlichem Wege vorzunehmenden Abstimmung aller Mitglieder.

Sodann berichtet Hr. **E. Liebreich:**

Über die Veränderung des Brechungsexponenten im Ultrarot mit der Temperatur (für Steinsalz, Sylvin und Flußspat).

Ferner spricht Hr. **O. Reinkober:**

Über die Reflexion von Diamant im Ultrarot.



AEF
Ausschufs für Einheiten und Formelgröfsen.

Die beiden Entwürfe über den Wert des mechanischen Wärmeäquivalents und über Leitfähigkeit und Leitwert (diese Verh. **10**, 581—590, 1908) sind auf Grund der eingegangenen Äußerungen nochmals beraten worden. Die Berichte hierüber werden im nachstehenden mitgeteilt.

Beide Entwürfe haben die Zustimmung der überwiegenden Mehrheit der beteiligten Vereine gefunden. Nachdem einigen Bedenken und Wünschen durch Änderung des Wortlauts Rechnung getragen worden ist, wird nunmehr (nach § 4, Abs. 5 der Satzungen, s. diese Verh. **9**, 96, 1907) der endgültig festgestellte Wortlaut beider Sätze veröffentlicht.

Satz I. Der Wert des mechanischen Wärmeäquivalents.

1. Der Arbeitswert der 15°-Kalorie ist **4,189** . 10^7 Erg.

2. Der Arbeitswert der mittleren (0 bis 100°)-Kalorie ist dem Arbeitswert der 15°-Kalorie als gleich zu erachten.

3. Der Zahlenwert der Gaskonstante ist: $R = 8{,}316 \, . \, 10^7$, wenn als Einheit der Arbeit das Erg gewählt wird; $R = 1{,}985$, wenn als Einheit der Arbeit die Grammkalorie gewählt wird.

4. Das Wärmeäquivalent des internationalen Joule ist 0,23865 Kal._{15}.

5. Der Arbeitswert der 15°-Kalorie ist 427,2 mkg, wenn die Schwerkraft bei 45° Breite und an der Meeresoberfläche zugrunde gelegt wird.

Satz II. Leitfähigkeit und Leitwert.

Das Reziproke des Widerstandes heißt Leitwert, seine Einheit im praktischen elektromagnetischen Maßsystem Siemens; das Zeichen für diese Einheit ist S.

Das Reziproke des spezifischen Widerstandes heißt Leitfähigkeit oder spezifischer Leitwert.

Berlin, April 1910. STRECKER.



Erläuterungen zu Satz I und II
(vgl. diese Verh. 10, 581—590, 1908).

Bericht über die Äußerungen der Vereine und Einzelpersonen zum Entwurf über den Wert des mechanischen Wärmeäquivalents.

Der Entwurf ist im Elektrotechnischen Verein in der Sitzung vom 24. Februar 1909 Gegenstand einer eingehenden Diskussion gewesen; ferner haben sich dazu geäußert die Elektrotechnische Gesellschaft Frankfurt a. M., die Elektrotechnischen Vereine Breslau und Mannheim-Ludwigshafen, der Württembergische Elektrotechnische Verein, 26 Bezirksvereine des Vereins deutscher Ingenieure, die Deutsche Physikalische Gesellschaft, die Deutsche Bunsen-Gesellschaft, der Verein Deutscher Maschineningenieure, der Verband Deutscher Architekten- und Ingenieurvereine, endlich Herr HAUSDING.

Die Äußerungen waren im allgemeinen zustimmend; wo abweichende Ansichten zutage getreten sind, ist es im folgenden bemerkt:

1. Herr DIESSELHORST hat im Elektrotechnischen Verein (Elektrot. ZS. 30, 337—339, 1909) hervorgehoben, daß seit Abfassung des Referates von SCHEEL und LUTHER einige neue absolute Bestimmungen elektrischer Einheiten ausgeführt wurden, die eine Revision des Wertes $4{,}189 \,.\, 10^7$ Erg erfordern. Ohne auf Einzelheiten einzugehen, gibt Herr DIESSELHORST als besseren Wert $4{,}187 \,.\, 10^7$ Erg an. Diese Zahl ist aber nur um eine Einheit der letzten Stelle kleiner als der von SCHEEL und LUTHER als zurzeit wahrscheinlichster Wert der Arbeitsgröße der 15°-Kalorie abgeleitete Wert $4{,}188 \,.\, 10^7$ Erg. Nachdem schon früher der AEF der Zahl 4,189 an Stelle von 4,188 den Vorzug gegeben hatte, weil hierdurch die Kontinuität mit früheren Festsetzungen der Deutschen Bunsen-Gesellschaft, sowie mit einem allgemeineren Gebrauch gewahrt blieb, werden auch in bezug auf den DIESSELHORSTschen Wert 4,187 ähnliche Erwägungen Platz greifen müssen. Es wird sich also empfehlen, als Arbeitswert der 15°-Kalorie nach wie vor $4{,}189 \,.\, 10^7$ Erg festzusetzen, womit sich übrigens auch Herr DIESSELHORST einverstanden erklärt hat. Die von mehreren



Seiten gewünschte Änderung der Benennung Kalorie in Wärmeeinheit kann nicht befürwortet werden. Wärmeeinheit ist kein Name, sondern ein allgemeiner Begriff und ist als Bezeichnung einer bestimmten Einheit so wenig brauchbar, wie etwa Längeneinheit, Gewichtseinheit usw. Zudem ist Kalorie für internationale Verständigung geeignet, Wärmeeinheit dagegen nicht. (Vgl. hierzu auch die Erläuterungen zum Entwurf VII, Einheitsbezeichnungen, Nr. 12.)

2. Gegen den zweiten Satz, daß der Arbeitswert der mittleren Kalorie demjenigen der 15^0-Kalorie als gleich zu erachten sei, sind Einwendungen nicht erhoben.

3. Die Gaskonstante ist bei Wahl des Erg als Arbeitseinheit auf Wunsch der Deutschen Physikalischen Gesellschaft als $R = 8{,}316 . 10^7$ statt $0{,}8316 . 10^8$ geschrieben.

4. Herr DIESSELHORST hat in der im Elektrotechnischen Verein stattgehabten Diskussion (vgl. Elektrot. ZS. 30, 337—339, 1909, wo die einzelnen Daten nachzulesen sind) hervorgehoben, daß man zwischen internationalem Watt und wahrem Watt zu unterscheiden habe, und die Beziehung abgeleitet:

$$1 \text{ intern. Watt} = (1 - 0{,}0003)\ 10^7 \text{ Erg} = \frac{1 - 0{,}0003}{4{,}189} \text{ Kal.}_{15}.$$

Im weiteren Verlauf der Diskussion schlug dann Herr WARBURG vor, die frühere Fassung des Satzes 4 durch eine Angabe über das Wärmeäquivalent der internationalen Wattsekunde zu ersetzen. Diesem Vorschlag ist durch die neue Fassung des Satzes 4 Rechnung getragen. Der Zahlenwert der Konstanten 0,2387 wird hierdurch nur um eine halbe Einheit der letzten Stelle geändert.

5. Die Angabe unter Nr. 5 entspricht einem von vielen Vereinen geäußerten Wunsche. Eine Überschlagsrechnung zeigt übrigens, daß der abgerundete Wert 427 mkg für die meisten in Frage kommenden Orte der Erdoberfläche (zwischen 40 und 60^0 Breite und Erhebungen von 1000 m Höhe über dem Meeresspiegel) zutrifft, falls man die Schwerkraft nicht auf 45^0 Breite und Meeresoberfläche, sondern auf den Ort der Beobachtung bezieht.

gez. SCHEEL. OBERGETHMANN.

Bericht über die Äußerungen der Vereine und Einzelpersonen zum Entwurf über Leitfähigkeit und Leitwert.

Eingegangen sind 36 Äußerungen, und zwar 35 von Vereinen, 1 von einer Person (Herrn HAUSDING).

Von den Vereinen stimmen 22 ohne Vorbehalt und ohne besondere Bemerkungen dem Vorschlage und den Erläuterungen zu. Weiter erklären sich 8 Vereine mit allem einverstanden, fügen aber ihrer Erklärung noch Begründungen bei. Diese Begründungen haben meistens den Inhalt, daß das gegen den Namen „Siemens“ etwa auftauchende Bedenken — (Verwechselung mit der Siemenseinheit) — ausdrücklich als nicht erheblich oder als unbegründet zurückgewiesen wird. Die Zustimmung ist teilweise sehr lebhaft und läßt besondere Befriedigung über die Vorschläge erkennen. Die erstgenannten 22 Vereine sind die Elektrotechnische Gesellschaft in Frankfurt a. M., die Deutsche Physikalische Gesellschaft, die Deutsche Bunsen-Gesellschaft, der Verein deutscher Maschineningenieure, der Verband Deutscher Architekten- und Ingenieurvereine und 17 Bezirksvereine des Vereins deutscher Ingenieure. Die letztgenannten 8 Vereine sind: Der Elektrotechnische Verein (Berlin), der Württembergische Elektrotechnische Verein, ferner der Bremer, Hamburger, Hannoversche, Lausitzer, Mittelthüringische und der Schleswig-Holsteinsche Bezirksverein des Vereins deutscher Ingenieure.

Die ablehnenden Vereine, nämlich der Elektrotechnische Verein Breslau, der Elektrotechnische Verein Mannheim-Ludwigshafen, ferner der Fränkisch-Oberpfälzische, der Mannheimer und der Lenne-Bezirksverein des Vereins deutscher Ingenieure, wenden sich nur gegen den Namen „Siemens“ für die Einheit des Leitwertes und die Einheitsbezeichnung S. Alle begründen die Ablehnung damit, daß der Name mit der Siemenseinheit der Widerstände verwechselt werden könne.

Bei dreien der ablehnenden Vereine, dem Elektrotechnischen Verein Mannheim-Ludwigshafen, dem Fränkisch-Oberpfälzischen Bezirksverein und dem Mannheimer Bezirksverein, ist die Ablehnung offenbar auf den Einfluß derselben Persönlichkeit zurückzuführen, denn — abgesehen davon, daß sich einer der Bezirks-



vereine die Gründe des anderen ausdrücklich aneignet — sind die Begründungen fast genau dieselben und dabei doch nicht zutreffend. So ist es mit dem zweimal erscheinenden Vorschlage, als Symbol $1/W$ zu belassen; dieser Vorschlag zeigt eine Verwechselung zwischen Einheitsbezeichnung und Formelzeichen. Weiter werden als Gründe angeführt, daß „wir Deutsche bei der Festsetzung internationaler Bezeichnungen wohl nicht gut verlangen könnten, daß die Bezeichnungen lediglich nach deutschen Forschern erfolgen sollten“ (Fränkisch-Oberpfälzischer Bezirksverein), oder daß „die Technik unter keinen Umständen durch einen kleinlichen Standpunkt geschädigt“ werden dürfe, indem „aus Überpatriotismus Bezeichnungen und Zeichen geändert werden sollen, die jedem, der mit ihnen zu tun hatte, bereits in Fleisch und Blut übergegangen seien“ (Mannheimer Bezirksverein). Als Gegenvorschlag wird empfohlen, den „seit langem eingebürgerten Namen Mho, dessen Entstehung aus dem Namen Ohm dem deutschen Ehrgefühl keinen Abbruch tun“, sondern dem deutschen Gelehrten nur zur größeren Ehre gereichen könne, beizubehalten. Vom Mannheimer Bezirksverein wird schließlich noch empfohlen, es solle sich „die Einheitsbezeichnung möglichst auf 1 m und 1 mm² beziehen, unter allen Umständen aber dem absoluten Maßsystem bequem anpassen“.

Als Symbol wird außer $1/W$ noch ℧ oder Ω^{-1} empfohlen.

Es sind also von keinem der ablehnenden Vereine Einwendungen gegen die Vorschläge des AEF vorgebracht worden, die, soweit sie überhaupt erörtert werden können, nicht schon in dem ersten Berichte widerlegt worden wären. Die Zahl der zustimmenden Vereine im Vergleich zu der der ablehnenden ist zudem so groß (30 gegen 5), daß die Vorschläge als angenommen zu gelten haben. Der in den Vereinen vertretenen Mitgliederzahl nach gerechnet, dürfte in der Abstimmung eine noch erheblich größere Mehrheit für die Annahme zu finden sein.

Der Anregung des Herrn HAUSDING stimmen die Berichter insoweit zu, als sie empfehlen, das Wort „Symbol“ durch „Zeichen“ zu ersetzen. Hingegen können sie seinem Widerspruch gegen die Benennung „spezifischer Leitwert“, weil „es sich bei dem spezifischen Widerstand und ähnlichen Angaben nicht um wirk-

liche Werte, die nach Widerstand gemessen werden könnten, sondern nur um nackte Zahlen handle", nicht beipflichten.

Karlsruhe, 8. März 1910. gez. TEICHMÜLLER.
Danzig-Langfuhr, 10. März 1910. gez. WIEN.

Der Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen stellt den nachfolgenden Entwurf VII[1]) Einheitsbezeichnungen gemäß § 4, Abs. 3 seiner Satzungen (abgedruckt in diesen Verh. 9, 94—97, 1907) zur Beratung und ladet die beteiligten Vereine ein, ihm das Ergebnis ihrer Beratungen bis Mitte Januar 1911 mitzuteilen. Zur gleichen Frist kann auch jedes Mitglied der beteiligten Vereine sich zu dem Entwurfe äußern.

Berlin, April 1910. STRECKER.

VII. Einheitsbezeichnungen.

A. Leitsätze für die Wahl von Einheitsbezeichnungen.

1. Einheitsbezeichnungen werden ausschließlich durch gerade lateinische Buchstaben dargestellt. Punkte sind als Zeichen der Abkürzung nicht beizusetzen.

2. Die Einheitsbezeichnungen werden hauptsächlich in Verbindung mit Zahlenwerten benutzt. In Formeln aus Buchstaben empfiehlt es sich, die Einheitsbezeichnung unverkürzt zu schreiben.

3. Einheitsbezeichnungen sind entweder Einheitszeichen oder Abkürzungen. Die Zeichen unterscheiden sich in einfache und zusammengesetzte Zeichen. Ein einfaches Zeichen besteht aus einem einzigen Buchstaben. Ein zusammengesetztes Zeichen besteht aus mehreren einfachen Zeichen. Eine Abkürzung benutzt für eine Einheitsbezeichnung mehrere Buchstaben. Zusammensetzungen aus Zeichen und Abkürzungen werden gleichfalls gebildet.

4. Zusammengesetzte Einheitsbezeichnungen sollen so gebildet werden, daß die Ableitung der neugebildeten Einheit aus den ursprünglichen vollständig zu erkennen ist.

---

[1]) Nr. I bis III diese Verh. 10, 578—590, 1908; Nr. IV bis VI diese Verh. 11, 551—560, 1909.

5. Die Vielfachen und Teile von Einheiten werden aus letzteren durch Vorsetzen geeigneter Buchstaben abgeleitet. $M = 10^6$; $k = 10^3$; $h = 10^2$; $d = 10^{-1}$; $c = 10^{-2}$; $m = 10^{-3}$; $\mu = 10^{-6}$.

6. Ein folgerichtiges System von Einheitsbezeichnungen kann sich nur auf Einheitszeichen aufbauen. Abkürzungen sind dazu nicht geeignet.

7. Es ist danach zu streben, die vorhandenen Abkürzungen nach und nach durch Zeichen zu ersetzen.

8. Die Einheitsbezeichnungen sollen nach Möglichkeit so gewählt werden, daß sie international gebraucht werden können.

B. Zeichen und Abkürzungen.

9. Die Einheiten für Maß und Gewicht werden durch kleine lateinische Buchstaben, sehr kleine Einheiten durch kleine griechische Buchstaben dargestellt.

a) Längen: m; km; dm; cm; mm; μ = 0,001 mm.

b) Flächen: a; ha; m^2; km^2; dm^2; cm^2; mm^2.

c) Räume, Hohlmaße: l; hl; dl; cl; ml; λ = 0,001 ml; m^3, km^3; dm^3; cm^3; mm^3.

d) Gewichte oder Massen: t; g; kg; dg; cg; mg; γ = 0,001 mg.

10. Einheiten der Zeit.

a) Zeiträume (Zeichen auf der Linie): Stunde st; Minute mn; Sekunde sk.

b) Zeitpunkte, Uhrzeiten (Zeichen erhöht); Stunde ^{h}; Minute ^{min}; Sekunde ^{sec}.

11. Einheiten für mechanische Größen:

a) Kräfte werden entweder im absoluten Maßsystem (cgs Dyn) gemessen, oder durch die Schwere von Gewichten; wenn im zweiten Falle die Einheiten der Masse von denen der Kraft unterschieden werden sollen, ist der Einheitsbezeichnung der Kraft ein Stern beizusetzen, z. B.: g*, kg*, und dies als Schweregramm, Kraftgramm oder ähnlich auszusprechen.

b) Arbeit: Meterkilogramm mkg; Pferdestärkenstunde PSst, auch Stundenpferd Pst; Wattstunde Wst; Kilowattstunde kWst, vgl. unter c).

c) Leistung: Pferdestärke, Pferd: Abkürzung PS, einfaches Zeichen P; Watt und Kilowatt W, kW.

d) Spannung: kg*/mm²; kg*/cm²; Kraftkilogramm oder Kilogramm auf das Quadratmillimeter, auf das Quadratzentimeter.

Atmosphäre, Abkürzung:

1 Atm = 76 cm Hg von 0° (physikalische Atmosphäre);

1 at = 1 kg*/cm² (technische Atmosphäre).

12. Einheiten für Wärmegrößen:

°C, Celsiusgrad. Cal, Kilogramm-Kalorie; cal, Gramm-Kalorie.

13. Einheiten für Lichtgrößen:

HK Kerze (Hefnerkerze); Lm Lumen (Hefnerlumen), Lx Lux (Hefnerlux).

14. Die Einheiten für elektrische und elektromagnetische Größen werden durch große lateinische Buchstaben bezeichnet:

Ampere	A	Siemens	S	Watt	W
Volt	V	Coulomb	C	Farad	F
Ohm	Ω	Joule	J	Henry	H

Zusammengesetzte Einheiten:

Voltcoulomb . . .	VC	Voltampere	VA
Wattstunde	Wst	Amperestunde . . .	Ast

Abgeleitete Einheiten:

Milliampere	mA	Mikrofarad	μF
Kilowatt	kW	Megohm	MΩ

Erläuterungen von K. Scheel und K. Strecker.

Die Einheitsbezeichnungen haben sich im Laufe der Zeit und im allgemeinen regellos gebildet; auch wenn einmal eine Regel befolgt wurde, stellte man bei einer anderen Gelegenheit wieder eine andere auf. Es scheint nicht möglich, in diese Mannigfaltigkeit eine bestimmte und völlig klare Ordnung zu bringen; denn es soll dabei auch an dem Bestehenden nicht wesentlich geändert werden.

Die wenigen Leitsätze, die dazu dienen sollen, einerseits für das Vorhandene ohne Zwang eine gewisse Ordnung zu schaffen, anderseits für die Zukunft eine bestimmte Richtung vorzuzeichnen, bilden den Abschnitt A.

Im einzelnen ist zu bemerken:

Zu Nr. 1. Man pflegt die Einheitsbezeichnungen im Gegensatz zu den kursiven Formelzeichen durch gerade Buchstaben darzustellen; dies entspricht auch der vom deutschen Bundesrat bei Einführung der Einheitszeichen für Maß und Gewicht beobachteten Regel.

Zu Nr. 2. Beim Formelrechnen wird die Einheit in der Regel nur am Anfang und Ende der Rechnung angegeben. Manchmal ist hierbei die Angabe einer Maßeinheit überflüssig, weil die Rechnung für jede beliebige Einheit gilt; die Einheit anzugeben, wird erst erforderlich, wenn bestimmte Zahlenwerte in die Formel eintreten.

Zu Nr. 4. Bezeichungen wie skl (Sekundenliter) sind falsch; es muß statt dessen heißen: l/sk oder $l.sk^{-1}$ (Liter in der Sekunde). Über die letzten Bezeichnungen, die beide richtig sind, läßt sich nach dem Gebrauch keine Entscheidung treffen. Einheitsdoppelbezeichnungen, wie PS, NK sehen wie zusammengesetzte Bezeichnungen aus und sind daher nach Möglichkeit zu vermeiden. Ebenso ist das getrennt geschriebene HK nicht zu verwenden. Vielleicht lassen sich nach Analogie des vielgebrauchten HK Zeichen für solche Einheiten finden.

Zu Nr. 5. Das ursprünglich vorgesehene deka-, D, wird nicht gebraucht; das $M = 10^6$ ist als großer griechischer Buchstabe aufzufassen. Mit μ zugleich 0,001 mm (vgl. Nr. 9, a) und das 10^{-6}-fache einer Einheit zu bezeichnen, hat keine Bedenken, da eine Verwechselung ausgeschlossen erscheint, wie ja auch die doppelte Benutzung von m als Meter und als Bezeichnung des 10^{-3}-fachen einer Einheit, selbst da, wo beide m (in mm) zusammentreten, keine Unzuträglichkeiten mit sich bringt.

Zu Nr. 6. Ein folgerichtiges System würde voraussetzen, daß alle seine Glieder nach denselben Grundsätzen gebildet wären. Da nun Abkürzungen und zusammengesetzte Zeichen äußerlich nicht zu unterscheiden sind, kann nach den vorliegenden Sätzen und aus den jetzt gebräuchlichen Einheitszeichen kein folgerichtiges System gebildet werden. Man wird ein solches erst haben, wenn alle Abkürzungen und Doppelzeichen verschwunden sind.

Zu Nr. 7. Es wird nicht daran gedacht, etwa die vorhandenen Abkürzungen und Doppelzeichen mit einem Male zu beseitigen; die im Abschnitt B getroffenen Festsetzungen zeigen dies

ja deutlich. Wie der Satz Nr. 6 anzuwenden ist, zeigt Nr. 11 c, wo neben der gebräuchlichen Abkürzung PS das einfache Zeichen P für zulässig erklärt wird.

Zu Nr. 8. Der vorliegende Entwurf befaßt sich ausschließlich mit den Einheitsbezeichnungen; der Leitsatz 8 gilt also auch nur diesen und nicht etwa den Fachausdrücken im allgemeinen.

Es gibt eine größere Zahl Einheitsnamen aus den Landessprachen: Fuß, Zoll, Pfund und andere. Diese Einheiten werden in vielen Ländern gebraucht, aber ziemlich jedes Land hat seinen eigenen Fuß, sein eigenes Pfund usw. Erst die Einführung des Meters und des Kilogramms hat hier die erwünschte Einheitlichkeit gebracht, und es wird wohl von niemand bezweifelt, daß die Schaffung dieser Übereinstimmung zu den wichtigsten Fortschritten zugunsten des internationalen Gedanken- und Güteraustausches gehört. Auf diesem Wege ist die Elektrotechnik weitergegangen; sie hat ihre Einheiten nach Größe und Namen international festgelegt; was ein Ampere, ein Volt, ein Ohm sei, weiß man in allen Kulturländern, und dazu gehört neben der einheitlichen Festsetzung für die Größe der Einheit auch der einheitliche Name. Fehlt dieser, so gibt es leicht Unterschiede in den Werten von Einheiten, die der Absicht nach übereinstimmen sollten; z. B. gebrauchte man in England lange das Ohm der British Association, die B. A. U. (British Association Unit), welches gleich 0,9866 (internat.) Ohm war; man gebraucht als dem Sinne nach gleich Pferdestärke PS und Horspower HP, von denen das erste = 736, das zweite 746 Watt ist.

Da die Wissenschaft schon in hohem Grade international ist und es täglich mehr wird, ist es eine natürliche Forderung, daß Zahlenangaben in einer international leicht verständlichen Weise gemacht werden. Liest man einen englischen Aufsatz, in dem mechanische Spannungen nach Pfund auf Quadratzoll ausgedrückt werden, so ist man in der unbequemen Lage, diese Zahl umzurechnen. Im angeführten Beispiel ist das noch leicht, aber es kommen häufig schwierigere und umständlichere Rechnungen dieser Art vor. Da es nun praktisch, für die Anschauung, für den Gebrauch der Ergebnisse, auf die Zahlenangaben ankommt, so sollte man jede Erschwerung in deren Verständnis vermeiden. Dazu gehört, daß die Einheiten verschiedener Länder für dieselbe



Größe gleich sind und dies findet den klarsten und besten Ausdruck im gleichen Namen.

Der Abschnitt B enthält die Festsetzungen für die gebräuchlichen Einheiten.

Zu Nr. 9. Der Deutsche Bundesrat hat vorgeschrieben („Zentralblatt für das Deutsche Reich", Bd. 5, 1877, S. 565): km, m, cm, mm; t, kg, g, mg; ha, a; hl, l. Vom Comité international des poids et mesures (Proc. Verb. 1879, S. 41) sind eingeführt worden: dm, $\mu = 0{,}001$ mm, dm², dm³, dl, cl, ml, $\lambda = 0{,}001$ ml, dg, cg, $\gamma = 0{,}001$ mg. Diese Zeichen stehen im internationalen Gebrauch der Wissenschaft. Nicht zu benutzen ist das vom Bundesrat vorgeschriebene dz (Doppelzentner), weil diese Bezeichnung niemals auf internationale Annahme rechnen kann. Der Deutsche Bundesrat schrieb ursprünglich vor: qkm, qm, qcm, qmm, cbm, ccm, cmm. Durch späteres Gesetz („R.-Ges.-Bl." 1893, Nr. 15, S. 151 bis 152) ist die Bezeichnung von Flächen oder Räumen durch die Quadrate oder Würfel des Centimeters und des Millimeters als zulässig bezeichnet, also cm^2, mm^2, cm^3, mm^3. Diese letztere Bezeichnungsart ist im internationalen Interesse vorzuziehen. Nicht im Gebrauch sind das vom Com. intern. vorgeschlagene Einheitszeichen s (Stère) $= 1\,m^3$ und q (Quintal) $= 100$ kg. Zulässig ist die Bildung $m\mu = 10^{-6}$ mm (bei Wellenlängenangaben, an Stelle des unlogisch gebildeten $\mu\mu$ oder des falsch gebildeten μ^2; $\mu\mu$ würde nach gegenwärtigem Vorschlage $= 10^{-9}$ mm sein).

Zu Nr. 10. Die Unterscheidung der Einheitsbezeichnungen für Zeiträume und Zeitpunkte erscheint erwünscht und wird häufig benutzt. Im einzelnen hat sich für die Abkürzungen indessen noch kein feststehender Gebrauch herausgebildet. Die jetzt vorgeschlagenen Abkürzungen dürften zurzeit am meisten benutzt werden. Es bedeutet also $3^h\,20^{min}$ einen Zeitpunkt: 3 Uhr 20 Minuten; 3 st 20 mn eine Zeitdauer: 3 Stunden 20 Minuten.

Zu Nr. 11 a. In Analogie mit „das Erg" empfiehlt sich der Gebrauch von „das Dyn" an Stelle von „die Dyne". Die Schreibweise g* für Schweregramm usw. verdient den Vorzug vor dem ebenfalls gebräuchlichen g-Gew., weil die Abkürzung Gew. nicht allgemein genug ist (es kann auch Druck oder Zug gemeint sein) und niemals internationale Gültigkeit erlangen kann. Schwere-

gramm, Kraftgramm verdient den Vorzug vor Grammschwere, Grammkraft, weil -schwere und -kraft nicht als Einheitsnamen dienen können, weil die Veränderlichkeit des Namens nicht in seinem Hauptteil (dem letzten Bestandteil des Wortes) liegen darf und wegen der Bildung der Mehrzahl: 100 g* = 100 Schweregramm, aber nicht = 100 Grammschweren. Übrigens ist die Hinzufügung des Sterns immer nur dann erforderlich, wenn man zwischen Kraft und Masse zu unterscheiden wünscht.

Zu Nr. 11 b. Genau genommen sollte es statt „Meterkilogramm" heißen „Meter-Kraft-Kilogramm". Meterkilogramm (mkg) wird vor dem gleich oft gebrauchten Kilogrammeter (kgm) bevorzugt, weil das letztere an Amperemeter und dergleichen erinnert.

Für die Pferdekraftstunde wird ein Zeichen gebraucht; es scheint aber bisher kein gutes Zeichen zu geben. Nach dem späteren 11 c wird neben PSst auch Pst vorgeschlagen. Außerdem Wattstunde Wst und Kilowattstunde kWst (vgl. auch die Erläuterung zu 14).

Zu Nr. 11 c. In der Ingenieurwissenschaft wird allgemein P.S. für Pferdestärke gebraucht. Diese Abkürzung wird man nicht beseitigen können. Dagegen kann man jedenfalls PS ohne Punkte schreiben. Es scheint aber nötig, für eine so wichtige Einheit auch ein Zeichen zu haben; als solches wird seit Jahren schon P gebraucht. Es wird also empfohlen, neben PS auch P zuzulassen. HP, Horsepower, ist dagegen im Sinne von PS oder P nicht zu gebrauchen; denn 1 HP = 746 Watt, 1 P = 736 Watt. Das Zeichen PS oder P kann nicht auf internationale Annahme rechnen. Es ist ausgeschlossen, für diese Einheit ein neues Zeichen zu finden, da die Ingenieurwissenschaft auf eine solche Änderung nicht eingehen wird. Anderseits wird mit der Zeit die Pferdestärke als Einheit verschwinden und an ihre Stelle Watt und Kilowatt treten, die schon international sind; es scheint also auch nicht erforderlich, für die Einheit der mechanischen Leistung noch ein international brauchbares Zeichen aufzustellen.

Zu Nr. 11 d. Die vorgeschlagene Aufstellung zweier Abkürzungen für die Atmosphäre des Physikers und die des Ingenieurs ist wohl auf Grund des herrschenden Gebrauchs empfehlenswert.



Zu Nr. 12. In der Technik wird häufig die „Wärmeeinheit“ gebraucht, welche ihrer Größe nach nichts anderes als die Kalorie (Ton auf dem i) ist. Der AEF schlägt vor, diesen Gebrauch fallen zu lassen, und zwar aus folgenden Gründen:

a) Wärmeeinheit ist kein Name, sondern ein allgemeiner Begriff; es gibt mehrere Wärmeeinheiten, und man darf daher nicht eine von ihnen als „die“ Wärmeeinheit bezeichnen. CHWOLSON, Lehrbuch der Physik, Bd. 3, 1905, sagt: „Die theoretische Einheit der Wärmemenge, welche auch mechanische Einheit genannt werden kann, ist einer Wärmemenge gleich, die einer Arbeitseinheit äquivalent ist. In dem cgs-System gilt als Arbeitseinheit das Erg; die demselben äquivalente Wärmemenge kann als Einheit der Wärmemenge benutzt werden und wird in diesem Falle ebenfalls Erg genannt. Eine Million Erg bilden 1 Megaerg, 10 Megaerg = 1 Joule. Es ist praktisch nicht immer ausführbar, die Wärme durch eine ihr äquivalente Arbeit zu messen. Wir müssen daher eine praktische Wärmeeinheit wählen, ...“, als welche dann die Kalorie (und zwar mit diesem Namen) eingeführt wird. Hier werden also drei Wärmeeinheiten aufgezählt: die mechanische, das Erg; die elektrische, das Joule; die praktische, die Kalorie.

Die Technik rechnet allerdings meistens mit einer einzigen; aber ganz abgesehen von dem Gebrauche ist es eine logische Forderung, den Gattungsbegriff Wärmeeinheit nicht als Namen für eine bestimmte Wärmeeinheit zu benutzen.

Die Aufgabe des AEF ist aber, nicht nur für die Technik, sondern für die ganze Wissenschaft zu sorgen; die Wissenschaft benutzt tatsächlich mehrere verschiedene Wärmeeinheiten. Daher kann der AEF den Gebrauch des Wortes Wärmeeinheit als eines Namens für die Einheit der Wärmemenge auch aus diesem Grunde nicht empfehlen.

b) Nach unserem Leitsatz 8 sollen die Einheitsbezeichnungen so gewählt werden, daß sie international gebraucht werden können. Kalorie ist im Deutschen üblich und wird im Französischen und Englischen gebraucht. Es ist von einem lateinischen Wort abgeleitet und läßt sich in allen Sprachen leicht aussprechen. „Wärmeeinheit“ ist international nicht zu gebrauchen, weil es

von Franzosen, Engländern und Amerikanern nicht ausgesprochen werden kann.

Zu Nr. 13. Die Einheiten für die Lichtgrößen sind im Jahre 1897 vom Verbande Deutscher Elektrotechniker, dem Elektrotechnischen Verein und dem Verein der Gas- und Wasserfachmänner festgesetzt worden. Wenn eine weitere Einigung über diese Einheiten Schwierigkeiten machen sollte, könnten sie, als minder allgemein wichtig, wegbleiben.

Zu Nr. 14. Für die elektrischen Einheiten sind bereits vielfach große lateinische Buchstaben im Gebrauch, und es scheint, daß sich das allgemein durchführen ließe, um Einheitlichkeit zu erzielen. Die zwischen O und 0 (Null) mögliche Verwechselung wird vermieden durch Annahme der von KOHLRAUSCH eingeführten Bezeichnungsweise für Ohm, nämlich Ꭷ[1]); beim Schreiben läßt man die Pfeilspitze weg: Ꭷ. Die nach Nr. 5 folgerichtig gebildeten Zusammensetzungen, bei denen einem großen lateinischen Buchstaben ein kleiner vorgesetzt ist, z. B. kW = Kilowatt, mögen zunächst etwas befremdend wirken, doch wird man sich leicht an diese Bezeichnungsweise gewöhnen können. Ampere ist nach dem deutschen Gesetz für die elektrischen Maßeinheiten vom 1. Juni 1898 nicht mit è zu schreiben.

---

[1]) Dieser Vorschlag ist von dem verstorbenen Direktor im Reichsamt des Innern, HOPF, bei einer Sitzung von Vertretern der Elektrotechnik gemacht worden; er bezog sich auf alle elektrischen Einheitszeichen.

Bemerkung zu unserer Mitteilung: Das magnetische Spektrum und das Dopplerspektrum der Kanalstrahlen[1]*;*

von E. Gehrcke und O. Reichenheim.

(Eingegangen am 1. Juni 1910.)

Herr R. LADENBURG macht uns freundlichst darauf aufmerksam, daß irrtümlicherweise in unserer obigen Mitteilung auf S. 416 (unten) die Verhältniszahlen für die Ablenkungen der Fluoreszenzflecke $1:1{,}4:4$ und $1:\sqrt{2}:\sqrt{16}$ an Stelle von $1:\frac{1}{1{,}4}:\frac{1}{4}$ und $1:\frac{1}{\sqrt{2}}:\frac{1}{\sqrt{16}}$ angegeben sind. Ebenso muß es auf S. 417 (Mitte) für die Ablenkungen der Fluoreszenzflecke in Helium heißen: $1:\frac{1}{1{,}4}:\frac{1}{2}$, also wie $1:\frac{1}{\sqrt{2}}:\frac{1}{\sqrt{4}}$.

Ferner möchten wir bei dieser Gelegenheit erwähnen, daß uns nach der Drucklegung unserer Mitteilung eine kürzlich erschienene Publikation von Herrn W. WIEN (Phys. ZS. 1. Mai 1910) bekannt geworden ist, in der ähnliche Versuchsergebnisse, wie die von uns erhaltenen, mitgeteilt werden. Insbesondere mag hervorgehoben werden, daß Herr WIEN ebenfalls positive, dem einwertigen Sauerstoffion entsprechende Strahlen durch magnetische Ablenkung nachweist. Herr WIEN zitiert auch eine seiner älteren Arbeiten (Ann. d. Phys. (4) 8, 660, 1902), aus der bereits das Auftreten von Sauerstoffionen entnommen werden kann; in dieser Untersuchung sind die Strahlen allerdings nicht in scharf getrennte, einzelne Bündel aufgespalten worden, sondern es wurden breite, verwaschene Fluoreszenzflecke erzeugt, aus deren maximal abgelenktem Teil der betreffende Wert für die spezifische Ladung berechnet wurde.

Charlottenburg, 31. Mai 1910.

---

[1]) Verh. D. Phys. Ges. **12**, 414—419, 1910.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

12. Jahrg. **30. Juni 1910.** **Nr. 12.**

Sitzung vom 10. Juni 1910.

Vorsitzender: Hr. F. KURLBAUM.

Hr. **F. Weigert** spricht über:

Eine einfache Methode zur Konstruktion von Schwärzungskurven photographischer Platten.

Sodann berichtet Hr. **K. Rottgardt** über:

Das Kathodengefälle in Argon und das periodische System der Elemente.

Weiter berichtet Hr. **H. Brusch** über:

Untersuchungen an elektrodenlosen Röhren.

Ferner legt Hr. **von Baeyer** eine Arbeit vor von Hrn. **G. Gehlhoff** und **K. Rottgardt** über:

Elektrische und optische Messungen bei der Glimmentladung im Kalium- und Natriumdampf.

Als Mitglied wurde in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Dr. E. HOCHHEIM, Marburg a. L., Frankfurterstraße 52.
(Vorgeschlagen durch Hrn. E. TAKE.)



Elektrische und optische Messungen bei der Glimmentladung in Natrium- und Kaliumdampf;

von Georg Gehlhoff und Karl Rottgardt.

Einleitung und Versuchsergebnisse.

Die niederen Schmelz- und Siedepunkte der Alkalien, Natrium und Kalium, und die damit gegebene Möglichkeit, bei relativ niederen Temperaturen eventuell den zur Messung normaler Kathodenfälle ausreichenden Dampfdruck zu erhalten, gab den Gedanken zur nachfolgenden Arbeit. Messungen in Metalldämpfen sind bisher von Warburg[1]), Capstick[2]), Heuse[3]) in Hg-Dampf, und Pospielow[4]) in Zn- und Cd-Dampf ausgeführt, wobei letzterer allerdings hohe Partialdrucke von Stickstoff im Rohre hatte.

Um in reinem K- und Na-Dampf zu messen, mußte vor der Erhitzung auf das erreichbare Druckminimum evakuiert werden. Die Reinigung der Metalle und die Beschickung des Entladungsrohres mit den gereinigten Metallen geschah nach dem Verfahren von J. Elster und H. Geitel[5]). Es sei hierbei erwähnt, daß die Metalle außer Petroleum, das durch Erhitzen und Evakuieren fortzuschaffen war, auch stets etwas Paraffin enthielten, das am besten dadurch zu beseitigen war, daß man das Metall kräftig erhitzte, wobei das Paraffin teils reduziert, teils vom K chemisch gebunden wurde und mit den übrigen Verunreinigungen zurückblieb. Ohne diese starke Erhitzung war es kaum zu vermeiden, daß das Paraffin in Form kleiner weißer Schollen mit dem verflüssigten Metall überlief. Die Form des Entladungsrohres zeigt Fig. 1.

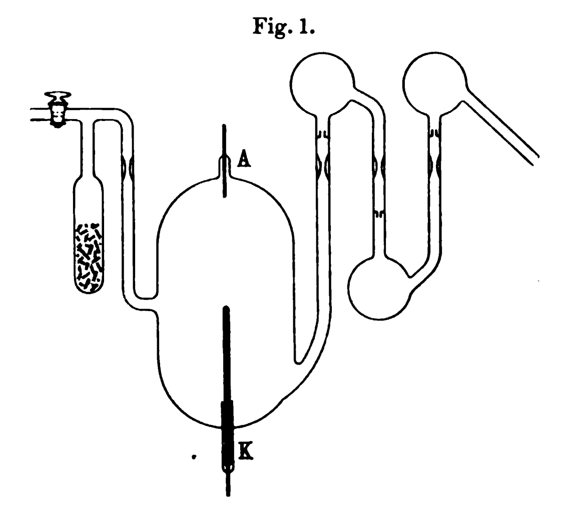
Das Entladungsrohr hatte eine Länge von 15 cm, einen Durchmesser von 8 cm. Die Kathode K, die durch ein eingeschmolzenes

---

1) Warburg, Wied. Ann. **40**, 1, 1890.
2) Capstick, Proc. Roy. Soc. **63**, 356, 1898.
3) Heuse, Diss. Berlin 1901.
4) Pospielow, Verh. d. D. Phys. Ges. **9**, 333, 1907.
5) J. Elster und H. Geitel, Wied. Ann. **41**, 161, 1890.

Glasrohr vom Boden des Rohres getrennt war, war ein Eisendraht[1]) von 2 mm Stärke, der bis in die Mitte des Rohres reichte. Die Anode *A* war ein Platindraht von 0,3 mm Durchmesser. Senkrecht zur Zeichnungsebene befand sich eine verschiebbare, später feste Sonde, die zur Mitte der Kathode bis zu $^1/_2$ cm Abstand gebracht werden konnte. Die Alkalimetalle umgaben ringförmig das eingeschmolzene Glasrohr, das sie von der Kathode trennte. Das fertige Entladungsrohr wurde nach dem Abschmelzen sämtlicher Kugeln teils mit Kohle und flüssiger Luft, teils mit der Quecksilberfallpumpe unter Erhitzen des ganzen Gefäßes möglichst

Fig. 1.



weit evakuiert. Zur Erhitzung des Entladungsrohres nach Abschmelzen von der Pumpe benutzten wir sowohl Paraffinbäder als auch einen elektrischen Ofen. Die Temperaturen wurden mit Hilfe eines Quecksilberthermometers bzw. eines Thermoelements gemessen. Die Hochspannung lieferten bis zu 3600 Volt Akkumulatorenbatterien und bis 10000 Volt ein Aggregat von zwei Gleichstromhochspannungsdynamomaschinen, die jede bis 5000 Volt liefern und hintereinander geschaltet werden können. Die Sonden- und Entladungspotentiale wurden je nach der Höhe mit Quadrant-

[1]) Pospielow gibt an, daß Eisen dem Platin als Elektrode in Metalldämpfen vorzuziehen ist, da es sich nicht so leicht legiert.

und BRAUNschen Elektrometern gemessen. Der Stromkreis war durch Flüssigkeitswiderstand, Rohr, Telephon und Amperemeter geschlossen.

Gleichzeitig mit Temperaturänderungen auftretende Änderungen der Entladungserscheinungen veranlaßten optische Messungen, die mit Spektrometer und Skala oder meist mit einem geradsichtigen Handspektroskop mit Wellenlängenskala von SCHMIDT und HAENSCH ausgeführt wurden.

I. Messungen in K-Dampf.

Bei fortschreitender Erhitzung des Entladungsrohres traten folgende Erscheinungen hervor: Während zunächst bis 120° C, je nach dem Grade der Evakuierung, die Entladungserscheinungen den Gasresten im Rohre (H_2, N_2) angehörten, lagerte sich bei dieser Temperatur dem rosa gefärbten anodischen Glimmlicht außen herum ein schön grün gefärbter Rand um, der allmählich größer wurde und schließlich bei 175° C das rosa Glimmlicht vollständig verdrängt hatte. Dasselbe zeigte sich beim negativen Glimmlicht, das bei 175° C vollkommen grün gefärbt war, während auch hier die ursprüngliche Farbe gänzlich verschwand. Das Auftreten zweier übereinander gelagerter Glimmlichterscheinungen ist am negativen Glimmlicht zuerst von WARBURG[1]) in einem Gemisch von Hg-Dampf und H_2, dann von GEHLHOFF[2]) im Kohlenoxyd und in Stickoxyden, von GEHRCKE und REICHENHEIM[3]) im Gemisch von Joddampf und H_2 beobachtet. Es zeigt sich diese Erscheinung bei den Versuchen in K- und Na-Dampf sowohl am negativen wie am positiven Glimmlicht. In einem Falle beobachteten wir an der Anode sogar ein d r e i f a c h e s Glimmlicht bei 165° C; es war im Innern rosa (H), dann folgte eine 3 mm breite himmelblaue Schicht, dann die grüne von K-Dampf herrührende. Bei 170° C verschwand die blaue Schicht, bei Abkühlen und Wiedererhitzen erschien sie noch einmal. Leider änderte sich die Erscheinung so schnell, daß das Spektrum der blauen Schicht nicht festgestellt werden konnte.

---

[1]) WARBURG, Wied. Ann. 31, 1887.
[2]) GEHLHOFF, Ann. d. Phys. 24, 563, 1907.
[3]) GEHRCKE und REICHENHEIM, Verh. d. D. Phys. Ges. 10, 223, 1908.

Die oben geschilderte Erscheinung war mit einem merkwürdigen Verlauf des Entladungspotentials und des Kathodenfalls verbunden. Beide wurden unter dem Einflusse des Freiwerdens okkludierter Gase und damit sowie mit der Temperaturerhöhung verbundener Zunahme des Druckes — es war dies auch deutlich an der Ausdehnung des Kathodenlichts zu beobachten — bis 120° C kleiner. Es setzte dann eine allmähliche Absorption der Gase durch den hinzutretenden K-Dampf ein[1]), verbunden mit einer langsamen Steigerung von Kathodenfall und Entladungspotential, die dann beide von 175° C unter dem Einflusse einer sehr starken Absorption der Gase durch K-Dampf rapide anstiegen. Das niedrigste Potential wurde immer dann erhalten, wenn zuerst das grüne Glimmlicht auftrat. Die Absorption der Gase, d. h. also die Selbstevakuation des Rohres, war eine derartig vollkommene, daß die Entladung bei Anlegen von 5000 Volt erlosch, wenn das Rohr bis 150° C wieder abgekühlt wurde, auch wenn, wie es bisweilen absichtlich geschah, das Rohr vorher Wasserstoff mit einem Druck bis 5 mm enthalten hatte. Die Absorption war eine sehr geringe, wenn keine Entladung während der Erhitzung des Rohres durch dieses hindurchging. Es geht daraus hervor, daß für elektrische Messungen in Alkalidämpfen eine sehr weitgehende Evakuation des Entladungsrohres unnötig ist. Bei weiterer Erhitzung über 180° C wurden Kathodenfall und Entladungspotential sehr hoch, entsprechend dem sehr geringen Dampfdruck des K-Dampfes; der CROOKESsche Raum hatte bei 200° C noch stets einen Halbmesser von etwa 3 cm.

Die Resultate der Messungen des Kathodenfalls und des Entladungspotentials zeigen die Kurven der Fig. 2, und zwar Kurve I das Entladungspotential (Gesamtpotential zwischen Kathode und Anode) bei sehr hoher Evakuierung des Rohres mit Kohle und flüssiger Luft. Der Einfluß der Selbstevakuation durch den K-Dampf tritt hier noch nicht so scharf hervor wie in Kurve IIa, die mit etwas mehr Gas erhalten wurde. Am prägnantesten ist Kurve III. Bei dieser hatte bei 110° C der CROOKESsche Dunkelraum einen Durchmesser von etwa 1 cm; es war deshalb nicht möglich, eine Entladung mit normalem Kathoden-

[1]) Siehe auch J. ELSTER und H. GEITEL, Phys. ZS. 11, 257, 1910.



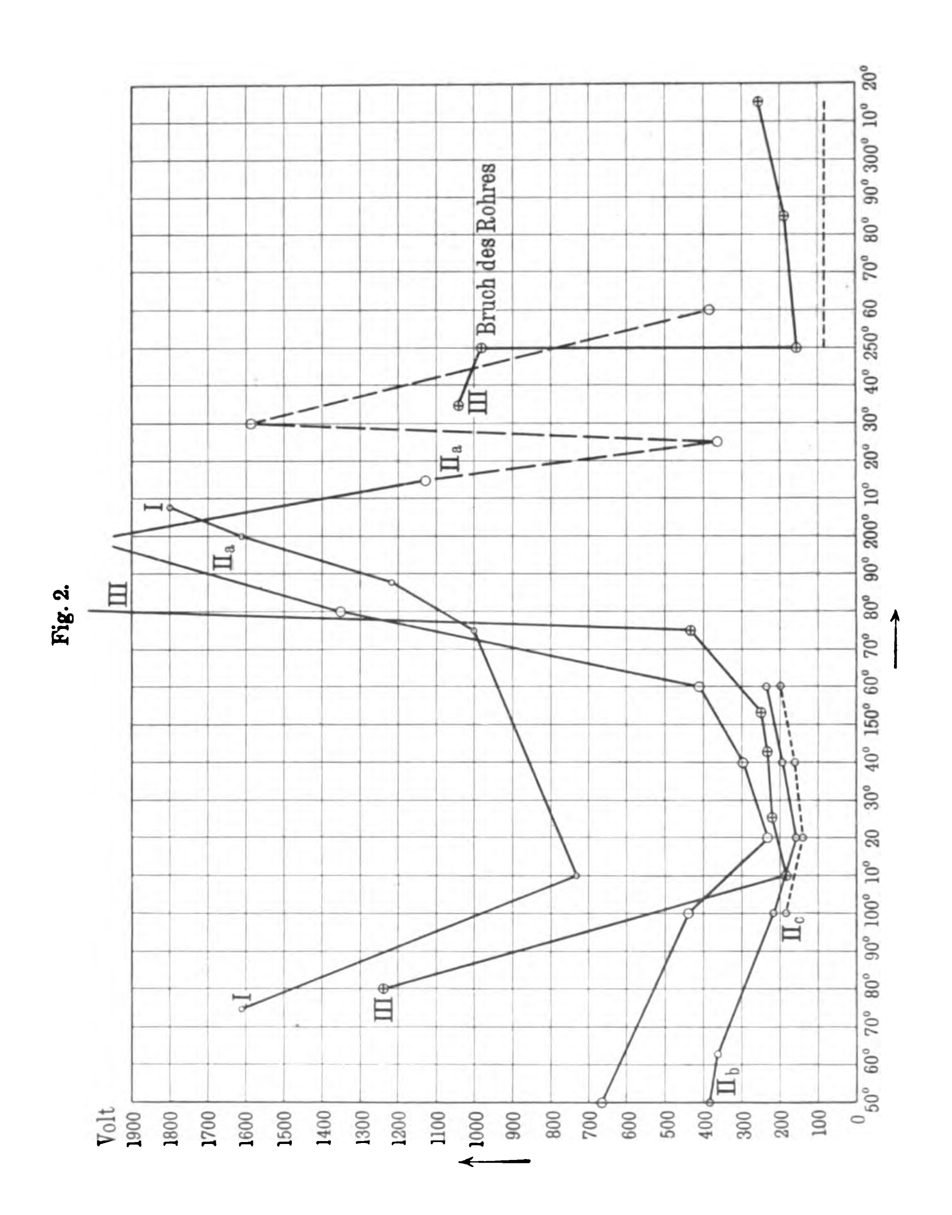

Volt
1900
1800
1700
1600
1500
1400
1300
1200
1100
1000
900
800
700
600
500
400
300
200
100
0
50° 60° 70° 80° 90° 100° 10° 20 30° 40° 150° 60° 70° 80° 90° 200° 10° 20° 30° 40° 250° 60 70° 80° 90° 300° 10° 20°
Bruch des Rohres
I
I
II_a
II_a
II_b
II_c
III
III
III

Fig. 2.

fall herbeizuführen, zumal auch die Kathode in diesem Falle sehr kurz war. Trotzdem betrug das Gesamtpotential nur 180 Volt, der Kathodenfall (Sonde an Grenze von CROOKESschem Raum und negativem Glimmlicht) nur 116 Volt.

Kurve IIb gibt das Gesamtpotential in demselben Rohr wie Kurve IIa, letztere bei einer Stromstärke von $2,6 \times 10^{-8}$ Amp. Die Stromstärkenkurve verläuft entsprechend den Entladungspotentialkurven, ohne indes große Schwankungen zu zeigen. Bei einer Stromstärke von $0,12 \times 10^{-8}$ Amp. war es möglich, normalen Kathodenfall zu erhalten, ohne daß sich das Gesamtpotential um mehr als 10 Volt änderte. Der so erhaltene Kathodenfall war 77 Volt. Auch wenn durch Springen des Rohres bisweilen sehr langsam Gas eindrang, so sank Entladungspotential und Kathodenfall zu denselben kleinen Werten herab; dies zeigt das Ende der Kurve III.

Druck	Entladungs-potential Volt	Kathodenfall Volt	Stromstärke Amp.
3 bis 6 mm Hg nach Aussehen der Entladung geschätzt	150	82	$4,5 \cdot 10^{-8}$
	180	77,5	$1,76 \cdot 10^{-8}$
	250	81	$4,1 \cdot 10^{-8}$

Selbst wenn man annimmt, daß die Eisenkathode mit K bedeckt war, was dem Augenschein nach nur bei einer Messung der Fall war, so ist dennoch der Kathodenfall erheblich kleiner als der bisher in Wasserstoff an K gemessene, der von K. MEY[1]) zu 170 Volt bestimmt ist.

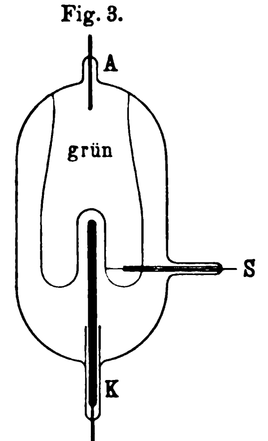
Vergleichbar mit obigen niedrigen Werten sind nur die Kathodenfälle an Alkalien in Edelgasen. Entweder muß man diese Erscheinung auf eine intensivere Reinigung der Gase schieben, — was nach den MEYschen Versuchen nicht wahrscheinlich ist — oder man muß einen Einfluß der chemischen Umsetzung unter der Einwirkung des elektrischen Stromes annehmen. Schließlich wäre noch denkbar, daß bei Gegenwart von K-Dampf die Ionisierung eine erheblich größere ist. Die letztere Frage sowie ein

[1]) K. MEY, Ann. d. Phys. **11**, 138, 1903.

eventueller Einfluß der Temperatur wird von dem einen von uns noch besonders untersucht werden.

Normale Kathodenfälle in K-Dampf zu messen, war nicht möglich, weil das Bleiglas der Einschmelzstellen vom K sehr stark angegriffen wurde und bei relativ niederen Temperaturen sprang. Diese Werte würden auch nur sehr geringe Genauigkeit besitzen, da bei den in Betracht kommenden Temperaturen das Glas schon sehr mangelhaft isoliert.

Fig. 3.



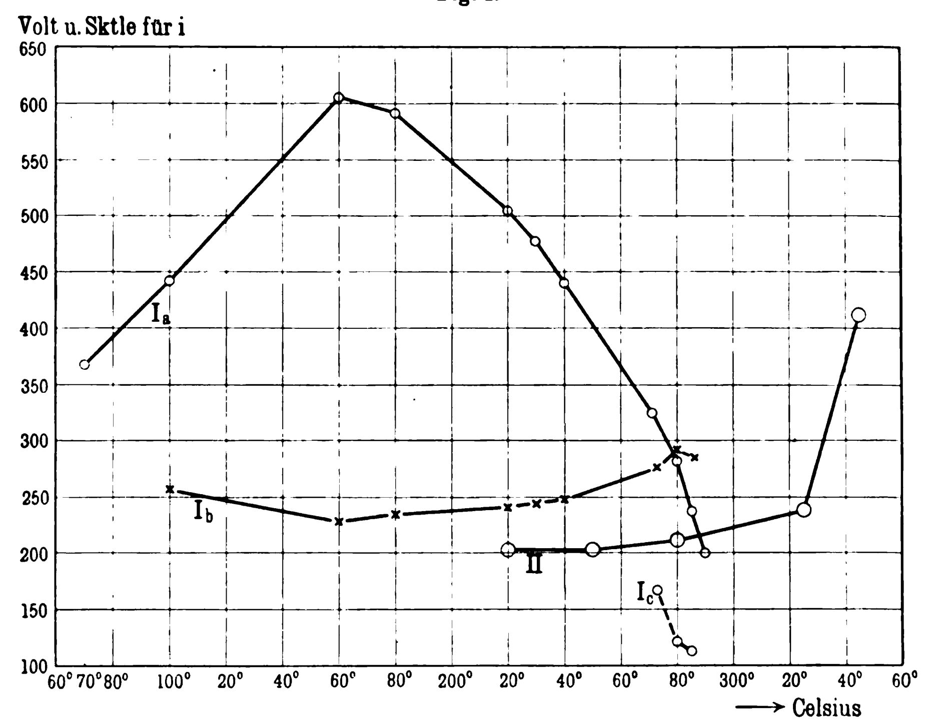
In einem Falle zeigte die Entladung in K-Dampf ein sehr merkwürdiges Verhalten. Bei 220° C, bei welcher Temperatur der CROOKESsche Raum gewöhnlich noch bis an die Glaswand reichte, sprang plötzlich ohne erkennbare Ursache die Entladung um; die positive Lichtsäule umgab die Kathode, wie Fig. 3 es zeigt, während ein besonderes negatives Glimmlicht nicht zu sehen war. Das Entladungspotential zeigte plötzlich einen sehr kleinen Wert, um bei 230° C wieder heraufzuschnellen (Kurve II a); der Kathodenfall war 330 Volt.

II. Messungen in Na-Dampf.

Die Entladung in Na-Dampf verlief analog der in K-Dampf, nur daß infolge des höheren Siedepunktes die Änderungen bei höherer Temperatur vor sich gingen und die Absorption — beginnend bei 160° C — der geringeren Aktivität des Na entsprechend eine langsamere war. Das Rohr war bis auf 5 mm Druck ausgepumpt, so daß bei 70° C nur eine kleine Lichtkappe die Kathode bedeckte. Graphisch sind die Ergebnisse in Fig. 4 dargestellt. Kurve Ia gibt die Abhängigkeit des Entladungspotentials, Ib der Stromstärke, Ic des normalen Kathodenfalls von zunehmender Temperatur. Die niedrigsten Werte des ersteren und entsprechend die höchsten Werte der zweiten wurden bei 290° C erhalten. Der anfängliche Anstieg der Kurve Ia bis 160° erklärt sich dadurch, daß zunächst noch viel Gas frei wurde und die Absorption durch Na-Dampf bei höherer Temperatur

als bei K einsetzte. Kurve II gibt eine andere Messung, die zeigt, daß zwischen 250 bis 290° C die Umkehr stattfindet. Der normale Kathodenfall (Ic) hat hier seinen tiefsten Wert, er war bei 285° C und einem Entladungspotential von 237 Volt 115 Volt, wahrscheinlich aber noch kleiner, da die Sonde sich in

Fig. 4.



einem Abstand von 2 cm von der Kathode befand. Die Messungen wurden bis zu einer Temperatur von 400° C ausgedehnt, sind aber wegen ihrer großen Ungenauigkeit nicht wiedergegeben.

III. Spektralmessungen in K- und Na-Dampf.

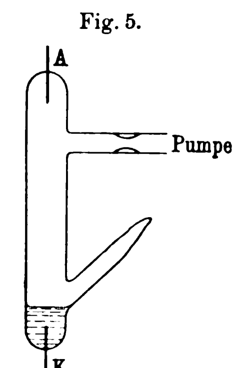
Die Glimmentladung in K- und Na-Dampf wurde zuerst von E. Wiedemann und G. C. Schmidt[1]) untersucht. Sodann haben

[1]) E. Wiedemann u. G. C. Schmidt, Sitzungsber. d. phys.-med. Sozietät. Erlangen 1898.

sich GOLDSTEIN[1]) und FREDENHAGEN[2]) mit spektralen Untersuchungen der Glimmentladung in den Dämpfen der Alkalimetalle beschäftigt. Hierbei hatte GOLDSTEIN für K (Rubidium und Cäsium) bei kräftigen Flaschenentladungen ganz neue Linienspektra gefunden, während die alten bekannten Serienlinien ausgelöscht wurden, wobei auch die Farbe der Entladung sich änderte. Die neuen Linien, die serienfrei sind, nannte er „Grundspektra". Bei Na fand er nur eine Schwächung der Serienlinien, keine neuen Linien.

Ganz neuerdings fand GOLDSTEIN[3]), daß diese neuen Linien sich in der positiven Lichtsäule zeigen, wenn die Entladung aus irgend einem Grunde disruptiv wird, wenn z. B. in den Stromkreis des Induktors eine Funkenstrecke eingeschaltet wird oder das Entladungsrohr sehr eng ist; ferner treten diese Linien bei Induktorentladungen im negativen Glimmlicht auf.

Fig. 5.



FREDENHAGEN[4]) hatte sein Augenmerk besonders auf die Emission der Haupt- und Nebenserien gerichtet. Er verwandte Röhren mit Außenelektroden und Wechselstrom. Dabei fand er, daß die Hauptserie des K nur bei hoher Temperatur emittiert wurde. Die Emission der Hauptserien schreibt er den Oxyden der Alkalimetalle, der Nebenserien den Metallen selber zu.

Die vorliegenden, mit reinem Gleichstrom ausgeführten Untersuchungen dürften vielleicht eine Ergänzung der Arbeiten von GOLDSTEIN und FREDENHAGEN bilden, zumal wir auch das Spektrum in den einzelnen Teilen der normalen Glimmentladung in Abhängigkeit von der Temperatur untersucht haben. Zu den Spektralmessungen wurden teils die im ersten Teile beschriebenen Röhren, teils solche angewandt, wie Fig. 5 zeigt. Ihre Länge war etwa 10 cm, ihre Weite etwa 1 cm.

---

[1]) E. GOLDSTEIN, Verh. d. D. Phys. Ges. **9**, 321, 1907.
[2]) E. FREDENHAGEN, ebenda **9**, 393, 1907.
[3]) E. GOLDSTEIN, ebenda **12**, 426, 1910.
[4]) FREDENHAGEN, Verh. d. D. Phys. Ges. **9**, 393, 1907.

a) K-Dampf.

Bei Temperaturen von 110 bis 120° C zeigte sich, wie oben schon gesagt ist, um das anodische Glimmlicht, welches das Spektrum von Wasserstoff und Stickstoff gab, zuerst ein grünes Glimmlicht herumgelagert. Dieses enthielt die Linien der Nebenserie des K sowie auch schwach die gelbe Na-Linie. Bei 175° C war das anodische Glimmlicht nur noch grün, das Gasspektrum vollständig verschwunden. Bei dieser Temperatur war auch das negative Glimmlicht rein grün. Beide unterschieden sich aber insofern, als das anodische Glimmlicht auch deutlich die Hauptserie des K enthielt (rote und violette Linie), während sie im negativen Glimmlicht nicht zu sehen war. Die Intensität der Nebenserie war im anodischen Glimmlicht viel stärker als die der Hauptserie. Bei höherer Temperatur dehnte sich die positive Lichtsäule aus. In dieser zeigte sich nun, daß die Intensität der Nebenserie sehr gering war, um so geringer, je weiter man mit dem Spalt des Spektralapparates von der Anode fortging, während sich dabei die Intensität der Hauptserie nicht änderte. An der Anode war die Nebenserie stärker, die Hauptserie wurde besonders von den herumgelagerten Aureolen emittiert. Bei 350° C war die positive Lichtsäule rotbraun, im Innern gelblich; dabei war die Nebenserie kaum zu sehen, die Hauptserie sehr hell. Oberhalb 300° C trat dann auch eine von FREDENHAGEN (272 $\mu\mu$) schon beobachtete Bande bei 270 $\mu\mu$ und 273 $\mu\mu$ auf. Oberhalb 230° C trat ferner noch ein breites Band von 615 $\mu\mu$ bis 670 $\mu\mu$ auf, welches auch von E. WIEDEMANN und G. C. SCHMIDT[1]) (625 $\mu\mu$ bis 665 $\mu\mu$) beobachtet wurde.

Die Intensität der Hauptserie war unabhängig davon, ob das Rohr vorher wenig oder sehr weit evakuiert war. Auch bei Rohren, bei welchen das K nach der Abkühlung vollkommen blank aussah, hatte sich die Hauptserie gezeigt.

Es ist übrigens zu erwähnen, daß bei Temperaturen über 275° C die violette Linie (404,6 $\mu\mu$) nicht zu sehen war, bei Abkühlung aber wieder erschien. Man hat es hier offenbar mit einer Absorption im K-Dampf oder im Glas zu tun.

---

[1]) E. WIEDEMANN u. G. C. SCHMIDT, l. c.

Während das Spektrum unter 200° C nur die reinen Linien enthielt, erschien bei höheren Temperaturen in der positiven Lichtsäule auch der kontinuierliche Grund.

Weiter traten noch größere Unterschiede in beiden Glimmlichten auf. Oberhalb 230° C ging die grünliche Farbe des negativen Glimmlichtes in eine blauviolette über, das Spektrum zeigte dann außer der Nebenserie das GOLDSTEINsche Grundspektrum. In der folgenden Tabelle sind die gemessenen Linien[1]) zusammengestellt und mit den von GOLDSTEIN und LECOQ gemessenen verglichen; die in Klammern gesetzten Zahlen geben die Intensität der Linien nach Schätzung auf einer Skala von 1 bis 4, wo 4 die stärkste Intensität darstellt.

GEHLHOFF und ROTTGARDT	Grundspektrum nach GOLDSTEIN	Linien nach LECOQ	GEHLHOFF und ROTTGARDT	Grundspektrum nach GOLDSTEIN	Linien nach LECOQ
695 (4)	—	695	505 (2)	—	505
654 (1)	—	—	502 (3)	—	502,5
641 (1)	—	—	500 (4)	501	500
629 (2)	630	—	493 (1)	—	494
623 (3)	624,5	—	482 (4)	483	483
611 (4)	611	612	469 (2)	—	—
583 (3)	—	583	466 (2)	—	—
581 (3)	—	581	460 (4)	461	461
580 (3)	—	580	450 (3)	451	451
578 (3)	—	578	446 (3)	447	—
572 (3)	—	—	439 (4)	439	439
563 (1)	—	564	437 (1)	—	—
552 (1)	—	—	431 (4)	431	431
547 (1)	—	—	427 (4)	426	426
536 (3)	—	536	422 (3)	422	—
534 (3)	—	534	418,5 (4)	418	418,5
532 (2)	—	532	414 (4)	415	—
530 (2)	—	—	413 (4)	413	—
511 (2)	—	511	409 (4)	411	—
510 (2)	—	510			

[1]) Eine genaue Ausmessung der Linien, etwa durch Photographie, ist unterblieben, da Herr GOLDSTEIN sich dies in der oben zitierten Arbeit vorbehalten hat.

Das Grundspektrum zeigt besonders sehr viele helle Linien in Blau und Violett, worauf schon GOLDSTEIN hingewiesen hat.

Das negative Glimmlicht enthielt auch die unvermeidliche *D*-Linie; bei Temperaturen von 300° C an trat dann noch die Hauptserie des K hinzu. Auch die oben erwähnte breite rote Bande trat auf, jedoch viel schwächer als an der Anode.

Wurde das Entladungsgefäß wieder abgekühlt, so verschwand das Grundspektrum unterhalb etwa 230° C, erschien bei Erwärmung wieder usf.

Bisweilen wurde das Grundspektrum auch in der positiven Lichtsäule (in engeren Röhren) beobachtet. Die Ursache hierfür zeigte sich in einer diskontinuierlichen Entladung und Schichtenbildung.

Interessant ist noch folgende Beobachtung: Als bei 200° C durch einen Sprung sehr langsam Luft eindrang, zeigte sich im negativen Glimmlicht ein nahezu kontinuierliches Spektrum: Eine breite Bande von 670 $\mu\mu$ bis 575 $\mu\mu$, die bei 575 $\mu\mu$ scharf abschnitt, in der Mitte schwächer war; dann eine Bande mit steigender Intensität, die bei 530 $\mu\mu$ scharf abschnitt, bei 527 $\mu\mu$ scharf einsetzte und bis 472 $\mu\mu$ sehr viele breite Banden enthielt.

Beim Erhitzen bis 300° C zeigten sich dann wieder die K-Linien. Offenbar wurde bei dieser Temperatur mehr K-Dampf entwickelt, als zur Absorption des eindringenden Gases nötig war. Bei Abkühlung unter 200° C löste sich das breite Bandenspektrum in die Linien des Stickstoffspektrums auf.

Es ist so ein Übergang von einem Linien- zu einem Banden- (Verbindungs-) und wieder zu einem Linienspektrum erfolgt.

b) Na-Dampf.

In Na-Dampf war das anodische Glimmlicht goldgelb, bei höherer Temperatur grüngelb, umgeben mit einer roten bis rotbraunen Aureole; die positive Lichtsäule war gelbbraun, bei Steigerung der Temperatur wurde sie immer brauner mit einem Stich ins Rote.

Das negative Glimmlicht war zunächst bis etwa 300° C gelblichgrün und wurde dann immer lichtgrüner. Die erste Kathodenschicht war zuerst rosa, bei 350° C rötlichgelb, bei großer Stromstärke und hoher Temperatur gelb. Anodenlicht und negatives

Glimmlicht enthielten sowohl die Hauptserie (D-Linie) als auch die Nebenserie. Bei tieferen Temperaturen (unterhalb 300° C) war die Intensität der D-Linie stärker, bei höheren überwog die der Nebenserie.

Die positive Lichtsäule emittierte nur die D-Linie. Die Nebenserie war nur ganz in der Nähe der Anode sichtbar.

Im negativen Glimmlicht und in der ersten Kathodenschicht waren auch Intensitätsunterschiede zwischen Haupt- und Nebenserie vorhanden, so daß im negativen Glimmlicht die Nebenserie, in der ersten Kathodenschicht die Hauptserie heller war.

Bei höheren Temperaturen traten der kontinuierliche Grund und der Hof auf, deren Intensität bei Temperatursteigerung weiter wuchs. Der Hof war nur in der positiven Lichtsäule sichtbar, der kontinuierliche Grund im anodischen Glimmlicht.

Bei Temperaturen über 450° C begannen im anodischen und negativen Glimmlicht die Linien der Nebenserie zu verblassen. Bei 500° C waren nur noch die Linien 589 $\mu\mu$ und 567 $\mu\mu$ zu sehen; die Linie 615 $\mu\mu$ hatte sich im Hof, die übrigen Linien im kontinuierlichen Grunde aufgelöst (615 $\mu\mu$ war nur ganz schwach sichtbar).

Im negativen Glimmlicht zeigten sich über 400° C bisweilen schwach die Linien 655 $\mu\mu$ und 486 $\mu\mu$ (Wasserstoff). Neue serienfreie Linien waren nicht zu beobachten; auch GOLDSTEIN war nur die Schwächung der Serienlinien durch Flaschenentladungen gelungen, dasselbe, was hier bei genügend hoher Temperatur mit Gleichstrom gelang. Eine Flaschenentladung bei dieser Temperatur änderte das Spektrum nicht.

Zusammenfassung der Resultate.

1. K-Dampf und Na-Dampf absorbieren bei bestimmten Temperaturen unter dem Einfluß elektrischen Stromes vollkommen alle Gase, auch Wasserstoff; K schneller als Na. Vollkommene Absorption fand bei Stromdurchgang bei K bei 175° C, bei Na bei 290° C statt.

2. Der Kathodenfall in den Gasresten und das Gesamtpotential erreichen ein Minimum bei Beginn der Absorption sowie bei dauernder Gaszufuhr während der Absorption. Er ist an

Eisen (bzw. an K?) bei Gegenwart von K-Dampf normal 80 Volt, bei Gegenwart von Na-Dampf etwa 115 Volt.

3. In den verschiedenen Teilen der Glimmentladung ist die spektrale Emission verschieden; im anodischen Glimmlicht werden Haupt- und Nebenserie emittiert; in der positiven Lichtsäule die Hauptserie.

4. Im negativen Glimmlicht wird beim K bei niedrigerer Temperatur die Nebenserie, oberhalb 230° C Nebenserie und GOLDSTEINsches Grundspektrum (auch bei reinem Gleichstrom) emittiert. Oberhalb 300° C tritt auch die Hauptserie auf.

5. Im Na-Dampf tritt im negativen Glimmlicht Haupt- und Nebenserie auf, bei hoher Temperatur verschwindet die Nebenserie bis auf die grüne Linie, der Hof wird stärker.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität, April 1910.

Eine einfache Methode zur Konstruktion von Schwärzungskurven photographischer Platten;

von Fritz Weigert.

Das Verfahren wird an anderer Stelle ausführlich beschrieben werden. Es beruht im wesentlichen auf der Exposition einer photographischen Platte unter einem quadratischen Skalenphotometer von möglichst vielen Schichten gleichmäßig durchscheinenden Seidenpapiers. Das entwickelte Negativ wird mit dem in gekreuzter Lage darübergelegten Originalphotometer auf eine lichtempfindliche Platte oder Bromsilberpapier kopiert, wodurch sich eine gebogene Schattengrenze abbildet, welche die gesuchte Schwärzungskurve darstellt. Bei einer mit richtiger Gradation arbeitenden Platte ist das der normalen Exposition entsprechende Stück der Schwärzungskurve immer unter einem Winkel von 45° geneigt. Bei Kenntnis der Extinktion einer Seidenpapierschicht des Photometers ist es möglich, die Schwärzung eines beliebigen Punktes der untersuchten Platte in dem gebräuchlichen Maß ($\log I_0/I$) auszudrücken, so daß man imstande ist, mittels des einfachen Verfahrens ohne Verwendung von Schwärzungsmessern viele für die Theorie der photographischen Prozesse wichtige Messungen mit einem hinreichenden Grade von Genauigkeit auszuführen[1]).

Die theoretische Begründung ergibt sich aus der Tatsache, daß bei der Durchsicht durch das gekreuzte System von Photometer und Negativ die Linien, welche die Stellen gleicher Transparenz verbinden, die „Isodiaphanen", alle durch einfache Vertikalverschiebung mit der Schwärzungskurve in Deckung zu bringen sind. Die Schattengrenze ist gleichfalls eine solche Isodiaphane.

---

[1]) Herr Professor Luther teilte mir bei einer mündlichen Besprechung der Versuche mit, daß es ihm schon vor längerer Zeit gleichfalls gelungen ist, Schwärzungskurven auf die beschriebene Art darzustellen. Er wird an anderer Stelle darüber berichten.

Berlin, Chemisches Institut der Universität.



Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

12. Jahrg. 15. Juli 1910. Nr. 13.

Sitzung vom 24. Juni 1910.

Vorsitzender: Hr. F. Kurlbaum.

Hr. **Br. Glatzel** berichtet über:

Ein neues Verfahren zur Erzeugung von Hochfrequenzströmen nach dem Prinzip der Stoßerregung.

Ferner demonstriert Hr. **W. Volkmann**

Einen neuen Lichtzeiger für objektive Spiegelablesung.

Sodann spricht Hr. **A. Byk**

Über den photoelektrischen Effekt des Anthracens.

(Nach gemeinsam mit Hrn. **A. Borck** angestellten Versuchen.)

Weiter macht Hr. **W. Nernst** einige ergänzende Bemerkungen zu seiner früheren Arbeit:

Thermodynamische Behandlung einiger Eigenschaften des Wassers und des Wasserdampfes.

Zur Veröffentlichung in den Verhandlungen der Gesellschaft legt Hr. **v. Baeyer** eine Arbeit von Hrn. **R. Ladenburg** vor:

Über die Emission und Absorption des leuchtenden Wasserstoffs.



82. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte in Königsberg i. Pr. 1910.

In der Abteilung Physik und Instrumentenkunde sind bis jetzt die folgenden Vorträge angekündigt worden:

1. **Bestelmeyer** (Göttingen): Die spezifische Ladung des Elektrons.
2. **Ehrenhaft** (Wien): Bestimmung des elektrischen Elementarquantums an einzelnen Metallpartikeln. D.[1])
3. **Grunmach** (Charlottenburg): a) Apparat zur Bestimmung von Erderschütterungen kleinster Periode. D.
   b) Plattenapparat zur Bestimmung von Kapillaritätskonstanten. D.
4. **Hoffmann** (Königsberg): Elektrizitätsübergang durch äußerst kurze Gasstrecken.
5. **Jentsch** (Wetzlar): a) Über ein optisches Thema.
   b) Über Molekularbewegung.
6. **Kalähne** (Danzig): Thema vorbehalten.
7. **Kaufmann** (Königsberg): Über gleitende Reibung. D.
8. **Lehmann** (Jena): Thema vorbehalten.
9. **Lenard** (Heidelberg): Über Lichtemission (Demonstrationen vgl. die Vorträge PAULI und WERNER).
10. **Löwe** (Jena): Neues Interferometer der Firma ZEISS. D.
11. **Marx** (Leipzig): Neue Geschwindigkeitsmessung der Röntgenstrahlen.
12. E. **Meyer** (Aachen): Über die Struktur der γ-Strahlen.
13. **Mie** (Greifswald): Methode zur Erzeugung schwach gedämpfter elektrischer Schwingungen kleiner Wellenlänge. D.

[1]) Ein D. hinter dem (abgekürzten) Titel bedeutet, daß der Vortrag mit Demonstrationen verknüpft ist.

14. **Müller-Uri** (Braunschweig): a) Zwei Revolverkameras für Spektralröhren. D.
    b) Coulombmeter nach STEPHAN. D.
    c) RIGHIsche Röhren für magnetische Strahlen. D.
15. **Pauli** (Coblenz): Neue Untersuchungen über Phosphoreszenz. D.
16. **Schmidt** (Münster): Elektrizitätsleitung in Salzdämpfen.
17. **Werner** (Charlottenburg): Über Phosphoreszenz. D.
18. **Wien** (Danzig): Erzeugung schwach gedämpfter elektrischer Schwingungen. D.

Gemeinschaftliche Sitzungen mit anderen Abteilungen:

1. Mit Abteilung Mathematik und Naturwissenschaftlicher Unterricht: Vorträge über BESSEL und NEUMANN.
2. Mit Abteilung Chemie und Agrikulturchemie: Vortrag **Caro** (Berlin): Gewinnung von Ammoniak, Elektrizität und Kraftgas aus Torfmoor. (Mit Lichtbildern.)
3. Mit Abteilung Physiologie: Vortrag **Hermann** (Königsberg) und **Weiss** (Königsberg): Über Registrierung, Analyse, Reproduktion und Synthese von Sprachlauten. D.

Ferner sind für die Physik von Interesse die folgenden Vorträge in den allgemeinen und Hauptgruppensitzungen:

Külpe (Bonn): Erkenntnistheorie und Naturwissenschaft.

Planck (Berlin): Die Stellung der neueren Physik zur mechanischen Weltanschauung.

Zenneck (Ludwigshafen): Über die Verwertung des Luftstickstoffs mit Hilfe des elektrischen Flammenbogens. D.

Zur Erleichterung der Reise nach Königsberg werden in der Nacht vom 17. zum 18. September Extrazüge von Berlin und Breslau mit etwa 40 Proz. Preisermäßigung in der II. und III. Klasse abgelassen. Bei genügender Beteiligung werden auch Extrazüge



von Frankfurt a. M. und Cöln nach Berlin gestellt. Vom 5. bis 18. September findet eine Gesellschaftsfahrt durch die Ostsee von Swinemünde über die wichtigsten Häfen Schwedens und Rußlands nach Königsberg statt. (Näheres durch das Reisebureau Spatz, Berlin, Bülowstraße.)

Das ausführliche Programm der Versammlung erscheint in etwa 14 Tagen und kann von der Geschäftsführung der 82. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte, Königsberg, Drummstraße 25, kostenlos bezogen werden.

Erdmagnetische und luftelektrische Störungen in Halle beim Durchgang des Halleyschen Kometen am 19. Mai 1910;

von Albert Wigand.

(Nach gemeinsam mit A. Lonius und B. Hesius angestellten Beobachtungen.)
(Mit einer Kurventafel.)

Die Möglichkeit, daß die Erde beim Durchgang des Halleyschen Kometen vor der Sonne am 19. Mai den Schweif berühren oder durchqueren würde, legte es nahe, durch physikalische Messungen festzustellen, ob und inwieweit gewisse Eigenschaften der Erde sich bei diesem Ereignisse ändern würden. Als geeignet zu diesem Zwecke erschienen Beobachtungen über die Variation erdmagnetischer und luftelektrischer Konstanten. Liegt doch gerade auf diesem Wege die Möglichkeit vor, nähere Aufschlüsse über die Natur der Kometenschweife zu erhalten und die Aufklärung der noch so rätselhaften Erscheinungen durch experimentelle Prüfung der zahlreichen existierenden Theorien zu fördern. Eine vollständige Verwertung der an den verschiedenen Orten der Erde beim Durchgang des Halleyschen Kometen gewonnenen Erfahrungen der Astronomen und Physiker wird besonders in der Erkenntnis der Beziehungen zwischen den Kometenschweifen und den bekannten Arten elektrischer Strahlung einen wesentlichen Fortschritt bringen.

Indem wir uns jedoch darauf beschränken, das im Physikalischen Institut zu Halle gesammelte Beobachtungsmaterial mitzuteilen und die wichtigsten Anomalien hervorzuheben, sehen wir vorläufig von jeder Deutung in dem erwähnten Sinne als verfrüht ab.

Methoden.

1. Erdmagnetismus.

Deklination. Als Magnetometer zur Bestimmung der Deklinationsvariation diente ein eisenfreies Galvanometer von

*

Hartmann und Braun mit aperiodisch schwingendem Glockenmagnet und ost-westlich angebrachtem Spiegel. Der Abstand der Skala war 1934 mm, demnach die Empfindlichkeit für 1 mm Ausschlag $\frac{1719}{1934} = 0{,}889$ Bogenminuten. Zunehmende Skalenteile entsprechen einer Drehung des Nordpols nach Osten, also abnehmender Deklination.

Horizontalintensität. Die Magnetstäbchen eines Kohlrauschschen Vierstabvariometers wurden so eingestellt, daß eine Drehung des Rahmens um $\varphi = 12{,}6^0$ aus der Nord-Südrichtung den Magnetspiegel um 90^0 drehte. Dem entsprach bei einem Skalenabstande von 1852 mm der Skalenwert:

$$E = \frac{\operatorname{tg}\varphi}{2.1852} = 0{,}000\,060\,3,$$

d. h. 1 mm Ausschlag bedeutet eine Änderung der Intensität um sechs Hunderttausendstel. Die Intensitätsvariation ist:

$$\frac{dH}{H} = E(p - p_0) - 0{,}000\,64\,(t - t_0).$$

Der Temperaturkoeffizient war früher von Herrn Geheimrat Dorn empirisch bestimmt worden. Die Temperaturablesung ist auf Zehntelgrade genau. Für die Normaltemperatur wurde $t_0 = 18^0$C gewählt, so daß $(t - t_0)$ stets positiv blieb. Als Nullwert der Skala war $p_0 = 460$, der kleinste beobachtete Skalenteil, am zweckmäßigsten. Zunehmende Skalenteile bedeuten wachsende Intensität, was durch Annäherung eines Magneten kontrolliert wurde. Das Verhältnis der Achsenabstände der aus erster und zweiter Hauptlage wirkenden Stäbchenpaare war $\frac{105{,}0}{93{,}8} = 1{,}12$. In der Form

$$\frac{1}{E} \cdot \frac{dH}{H} = (p - p_0) - \frac{0{,}000\,64}{E}(t - t_0)$$

läßt sich die Variation bequem durch Subtraktion der mit $\frac{0{,}000\,64}{0{,}000\,060\,3} = 10{,}6$ multiplizierten Temperaturdifferenz in Skalenteilen auswerten.

2. Luftelektrizität.

Zerstreuung. Die luftelektrische Zerstreuung für positive und negative Ladung wurde an einem geeichten ELSTER-GEITELschen Aluminiumblatt-Elektrometer mit aufgesetztem Zerstreuungskörper und Natriumtrocknung ohne Schutzzylinder gemessen. Die Beobachtung geschah in einer gedeckten, allseitig offenen Laube, die, in einer Ecke des Institutsgartens stehend, von zwei Seiten durch eine $1^1/_2$ m entfernte Mauer ziemlich vor Wind geschützt war. Zur Aufladung diente ein Ladestab von SPINDLER und HOYER; da dieser bei größerer Luftfeuchtigkeit versagte, wurde auch Influenzladung mit geriebenem Siegellack und Porzellan angewandt. Der Ladungsverlust bei geschlossenem Elektrometer ohne Zerstreuungskörper betrug bis zu $1^1/_2$ Volt pro Stunde; bei der Genauigkeit der vorliegenden Versuche konnte diese Isolation als hinreichend gelten, ohne für die Berechnung des Elektrizitätsverlustes pro Minute $\frac{dV}{dt}$ berücksichtigt werden zu müssen. Eine kleine elektrische Glühlampe in genügender Entfernung sorgte nachts für die Beleuchtung.

Spannungsgefälle. Da ein Ort mit normalem Verlaufe der Niveaulinien zur absoluten Messung des Spannungsgefälles der Atmosphäre in erreichbarer Nähe nicht vorhanden war, begnügten wir uns mit der Messung der relativen Änderungen auf dem flachen Dache des Instituts. Der Kollektor wurde auf einer $3^1/_2$ m hohen Stange angebracht, die oben aus Ebonit bestand und unten in einem auf Paraffinklötzen ruhenden Eisenstativ befestigt war. Die Drahtleitung führte gut isoliert außen am Hause herab und durch ein offenes Fenster ins Innere zu einem geeichten KOLBEschen Aluminiumblatt-Elektrometer, dessen Gehäuse geerdet war. Als Kollektor wurde eine offene Messingbüchse von 2,5 cm Durchmesser mit 0,5 mg Radiumbromid von ROUSSEAU (Paris), Aktivität 240, fixiert mit Zuckerlösung, verwendet. Die Hinzufügung eines Platinblechs mit Radium F-Niederschlag beschleunigte nur die Aufladung, ohne eine Änderung der Elektrometereinstellung zu bewirken, so daß die Wirksamkeit des verwendeten Radiumkollektors als genügend angesehen werden kann.

Resultate.

Tabelle 1. Deklination.

Zeit	Skala	Zeit	Skala	Zeit	Skala
17. Mai		9 22^{p}	488	5 24^{a}	488,5
9 03^{a}	493	10 18	496	29	488
11 23	491	54	492,5	34	488,5
0 57^{p}	488,5	11 22	492	41	489
3 26	489	19. Mai		43	489
4 30	488,5	0 06^{a}	490,8	49	489,5
48	490	46	489,2	54	490
5 39	490	1 50	485,9	59	490
6 46	490	2 39	495,2	6 04	489
7 35	490,5	47	497,2	09	490
8 33	493,5	59	496,8	14	488
9 24	492,5	3 04	497,2	19	489
10 32	492	09	497,1	30	490,5
11 56	489	14	497,8	45	491,5
18. Mai		19	497,1	50	490,5
0 54^{a}	490	24	495,2	7 08	490,5
1 59	489,9	29	497,8	15	492
2 51	488,6	34	491,5	38	491
4 02	493,2	39	490,8	49	491,5
49	495,3	44	490,2	8 04	490
5 38	495,5	49	490,0	20	490,5
6 13	495,5	54	489,7	44	490,5
7 17	495	59	489,8	9 11	490
8 06	497	4 04	488,0	34	491
37	496,5	09	488,8	49	490,5
9 31	496,5	14	488,8	10 12	485,5
10 46	494,5	19	488,5	30	486
11 36	490	24	488,5	11 03	485
0 11^{p}	490,5	29	488,7	22	485
51	487,5	34	489,0	38	483,5
1 20	488	39	489,5	54	484
2 15	488,5	44	490,2	0 09^{p}	482
47	489	49	490,8	51	478
4 17	486,5	54	490,9	1 02	482
39	485,5	59	490,5	4 34	487
5 27	489,5	5 04	489,5	5 23	485
6 19	490	09	490	52	486,5
7 15	488,5	14	488	6 12	487,5
8 12	491	19	488,5	19	488

Zeit	Skala	Zeit	Skala	Zeit	Skala
6 42p	488	5 25a	487	10 04a	488,5
7 08	487,5	36	488	19	486,5
38	491,5	50	488,5	34	483,5
8 04	492	58	489	49	483,5
20. Mai		6 13	489,5	11 20	482
2 52a	482,1	24	487	55	478,5
3 02	481,7	38	487,5	0 13p	476,5
12	482,1	50	488	28	475,5
22	483,2	59	490	41	476
33	483,9	7 11	490	1 06	476
43	484,4	24	489,5	33	475
53	485,0	34	491	2 40	477
4 03	485,0	44	489	3 23	475,5
13	485,2	54	490	41	478
23	485,9	8 10	489,5	4 21	477
33	486,0	27	488,5	57	480,5
43	486,0	9 04	488,5	5 24	481,5
55	485,7	20	488	6 53	484,5
5 03	486,3	34	489,5		
14	487,7	49	487,5		

Tabelle 2. Horizontalintensität.

Zeit	Skala	Temperatur	$\frac{1}{E}\frac{dH}{H}$	Zeit	Skala	Temperatur	$\frac{1}{E}\frac{dH}{H}$
17. Mai				18. Mai			
9 05a	492	19,0	22	0 57a	526,9	19,1	55,2
11 23	504	19,6	27	2 01	522,3	19,0	51,7
0 57p	508,5	20,0	27,5	53	521,0	19,0	50,4
59	509,5	20,0	28,5	4 03	525,2	19,1	53,5
3 27	519,5	20,4	34	48	530	19,1	58,3
4 31	523	20,4	37,5	5 37	514,5	19,0	44
50	509	20,4	23,5	7 20	515,5	19,0	45
5 39	531,5	20,4	46,5	8 03	503,5	18,8	35
6 43	539,5	20,3	55	39	513,5	18,8	45
7 38	535	20,0	54	9 34	510	19,0	39
8 34	535	19,6	58	10 48	516	19,3	42
9 26	529	19,5	53	11 37	515,5	19,8	36,5
10 34	524	19,1	52,5	0 10p	517,5	19,9	37,5
12 00	532	19,2	59,5	52	519,0	20	38

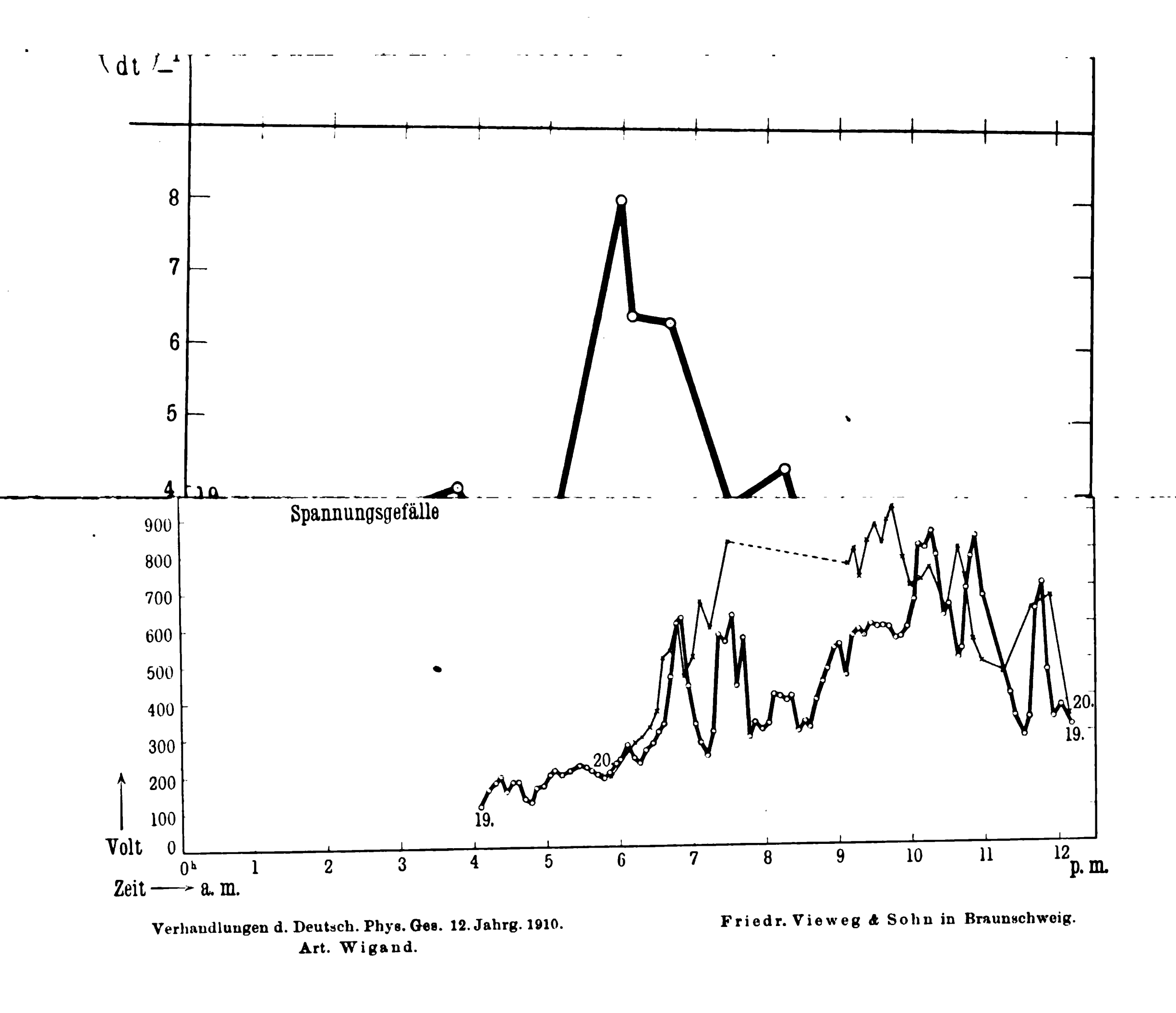
Zeit	Skala	Temperatur	$\frac{1}{E}\,\frac{dH}{H}$	Zeit	Skala	Temperatur	$\frac{1}{E}\,\frac{dH}{H}$
1 22[p]	502,5	20,0	21,5	5 10[a]	513	19,7	35
2 17	508	20,4	22,5	15	514	19,7	36
4 20	524	20,7	35,5	20	510,5	19,6	33,5
40	513	20,8	23,5	25	507	19,6	30
5 28	502	20,7	13,5	30	501,5	19,6	24,5
6 19	524,5	20,3	40	40	506	19,6	29
7 17	516,5	20,2	33	42	506,5	19,6	29,5
8 14	510	19,8	31	50	506,5	19,6	29,5
9 24	509	19,6	32	55	508,5	19,6	31,5
10 19	499,5	19,7	21,5	6 00	508,5	19,6	31,5
58	494	19,7	16	05	509,5	19,6	32,5
11 24	497,5	19,7	19,5	10	513	19,6	36,5
19. Mai				15	512	19,6	35
0 08[a]	495,1	19,7	17,1	20	513	19,6	36
44	496,8	19,9	16,7	31	513	19,5	37
1 09	493,9	19,9	13,8	46	513,5	19,5	37,5
51	493,9	19,8	14,8	51	510,5	19,5	34,5
2 38	495,2	19,8	16,1	7 09	510,5	19,5	34,5
48	492,5	19,8	13,4	16	507,5	19,4	32,5
3 00	490,5	19,7	12,5	39	505,5	19,5	29,5
05	489,9	19,7	11,9	50	501,5	19,5	25,5
10	489,2	19,7	11,2	8 05	500	19,6	23
15	488,8	19,7	10,8	21	498,5	19,4	23,5
20	488,2	19,7	10,2	45	491,5	19,4	16,5
25	486,8	19,7	8,8	9 12	487	19,6	10
30	485,2	19,7	7,2	35	484	19,8	5
35	484,6	19,6	7,6	50	484	19,8	5
40	484,2	19,6	7,2	10 13	486	19,9	6
45	483,5	19,6	6,5	32	483,5	19,9	3
50	483,2	19,6	6,2	11 04	489,5	20,0	8,5
55	483,0	19,6	6,0	23	513,5	20,0	32,5
4 00	482,8	19,6	5,8	25	514,5	20,0	33,5
05	482,8	19,6	5,8	37	506,5	20,1	24
10	483,0	19,7	5,0	39	512,5	20,1	30
15	482,6	19,8	3,5	41	516	20,1	33,5
20	482,5	19,7	4,5	43	518	20,1	35,5
25	482,5	19,7	4,5	52	502	20,1	19,5
30	482,3	19,7	4,3	55	513,5	20,1	31
35	482,3	19,7	4,3	0 10[p]	526	20,1	43,5
40	484,0	19,7	6,0	11	524	20,1	41,5
5 00	506,7	19,7	28,7	50	522	20,3	39,5
05	511,5	19,7	33,5	1 03	508,5	20,3	24

Zeit	Skala	Temperatur	$\frac{1}{E}\frac{dH}{H}$
4 35p	534,5	21,0	42,5
5 25	550	21,4	54
54	527,5	21,3	32,5
6 13	533	21,3	38
20	537	21,3	42
43	533,5	21,2	39,5
7 09	535	21,2	41
39	518,5	20,8	29
8 06	526	20,6	38,5
20. Mai			
2 54a	513,3	19,1	41,6
3 04	513,3	19,1	41,6
14	512,0	19,1	40,3
24	513,1	19,1	41,4
34	514,2	19,1	42,5
44	515,5	19,1	43,8
54	517,0	19,1	45,3
4 04	517,8	19,2	45,1
14	513,0	19,0	42,4
24	514,2	19,0	43,6
34	511,3	18,9	41,8
44	511,7	18,7	44,3
54	510,0	18,7	42,6
5 04	504,5	18,5	39
16	498	18,5	32,5
26	496,5	18,5	31
38	499,5	18,6	33
51	494,5	18,7	27
58	496,5	18,6	30
6 14	501	18,7	33,5
25	499,5	18,8	31
39	494,5	18,7	27
51	496,5	18,7	29
7 00	500	18,7	32,5
11	499	18,8	30,5
26	496,5	18,8	28
35	496	18,8	27,5
7 45a	499	18,8	30,5
55	497	18,8	28,5
8 11	498	18,8	29,5
28	495	18,9	25,5
9 05	500,5	19,2	28
21	500	19,3	26
35	498,5	19,4	23,5
50	501,5	19,4	26,5
10 05	501	19,4	26
20	506,5	19,5	31,5
35	513,5	19,6	36,5
50	506,5	19,7	28,5
11 53	519,5	20,1	37
0 15p	516	20,1	33,5
29	525,5	20,3	41
42	526	20,5	39,5
1 07	526	20,3	41,5
34	515	20,7	26,5
2 41	545,5	20,9	55
3 22	556,5	20,9	66
42	547	21,2	53
4 23	553	21,5	56
58	550	21,3	55
5 26	548,5	21,2	54,5
56	543,5	21,2	49,5
6 54	544	21,2	50
21. Mai			
10 07a	515	19,5	39
11 04	519,5	19,7	41,5
0 11p	531,5	19,8	52,5
1 21	538,5	20,2	55
4 20	554	21,4	58
5 36	556	21,2	62
6 20	547	21,2	53
7 19	548,5	21,2	54,5
10 09	545,5	19,8	66,5

Tabelle 3. Zerstreuung.

Zeit	Volt	$\frac{dV}{dt}$	Ladung
17. Mai			
10 36^{a}	163		
41	155,5	1,5	+
46	146	1,9	
51	136,5	1,9	
56	128	1,7	
11 01	118,5	1,9	
10 49		1,8	
11 25	162,5		
30	151	2,3	—
35	142,5	1,7	
40	132	2,1	
45	123	1,8	
50	112,5	2,1	
55	102,5	2,0	
11 40		2,0	
5 35^{p}	169		
37	163	3,0	—
6 03	99,5	2,4	
5 49		2,5	
7 26	155,5		
31	142,5	2,6	+
43	110	2,7	
7 35		2,7	
7 58	157		
8 02	144	3,2	—
13	108	3,3	
8 06		3,3	
10 05	150		
19	114	2,6	+
23	105	2,2	
27	97,5	1,9	
30	90	2,5	
10 18		2,4	

Zeit	Volt	$\frac{dV}{dt}$	Ladung
10 44^{p}	124		
47	114	3,3	—
10 46		3,3	
11 26	169		
31	155,5	2,7	+
36	140	3,1	
41	125	3,0	
46	108,5	3,3	
51	94	2,9	
11 39		3,0	
18. Mai			
0 10^{a}	160		
15	145,5	2,9	—
20	131,5	2,8	
25	116,5	3,0	
30	101	3,1	
35	87,5	2,7	
0 23		2,9	
4 13	165,5		
18	146,5	3,8	+
24	127	3,2	
29	109	3,6	
34	96	2,6	
4 24		3,4	[146,5—109]
5 10	147,5		
15	128,5	3,8	+
20	110,5	3,6	
25	96	2,9	
5 15		3,7	[147,5—110,5]
5 52	156		
57	147	1,8	—
6 02	139,5	1,5	
07	130	1,9	
6 00		1,7	



Verhandlungen d. Deutsch. Phys. Ges. 12. Jahrg. 1910.
Art. Wigand.

Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Zeit	Volt	$\frac{dV}{dt}$	Ladung
6 28[a]	162	1,8	+
33	153	1,6	
38	145	1,5	
43	137,5	1,9	
48	128		
6 38		1,7	
6 55	128	1,7	—
7 00	119,5	1,8	
05	110,5		
7 00		1,7	
8 50	154	3,0	+
52	148	2,7	
54	142,5	1,8	
59	133,5	1,8	
9 02	128	2,3	
08	114	2,3	
12	105	1,8	
14	101,5		
9 03		2,1	[142,5—105]
10 58	169	1,7	+
11 03	160,5	1,6	
08	152,5	1,9	
13	143	1,8	
18	134	1,7	
23	125,5	1,5	
28	118	1,8	
33	109		
11 16		1,7	
11 36	165	1,6	—
41	157	1,8	
46	148	1,8	
51	139	1,8	
56	130	1,5	
0 01[p]	122,5	1,3	
06	116		
11 51[a]		1,6	

Zeit	Volt	$\frac{dV}{dt}$	Ladung
8 48[p]	170,5	2,7	+
53	157	2,2	
58	146	2,2	
9 03	135	2,3	
08	123,5	2,8	
13	109,5	1,6	
18	101,5		
9 03		2,3	
11 00	171	3,2	+
05	155	3,6	
10	137	2,6	
15	124	3,4	
20	107		
11 10		3,2	
11 51	153,5	4,2	—
53	145	4,2	
55	136,5	4,1	
59	120	3,7	
19. Mai			
0 02[a]	109	2,5	
04	104		
11 58[p]		4,0	[145—109]
0 07[a]	133	3,6	+
12	115	3,5	
14	108	2,3	
16	103,5		
0 11		3,6	[133—108]
1 19	133,5	3,5	—
22	123	3,5	
25	112,5	3,5	
28	102		
1 24		3,5	
1 34	112,5	3,2	+
36	106	2,8	
38	100,5	1,3	
40	98	2,3	
44	89		
1 35		3,2	[112,5—106]

Zeit	Volt	$\frac{dV}{dt}$	Ladung
3 38[a]	172	3,8	+
40	164,5	4,2	
42	156	3,8	
44	148,5	4,0	
46	140,5	4,2	
48	132	4,0	
50	124		
3 44		4,0	
3 54	163,5	3,3	—
57	153,5	3,0	
59	147,5	3,2	
4 01	141	3,0	
04	132	1,8	
06	128,5		
4 04		2,5	[141—128,5]
4 16	143	2,7	—
18	137,5	2,6	
26	116,5		
4 21		2,6	
4 33	144	2,3	+
37	135	2,5	
41	125	2,3	
43	120,5		
4 38		2,4	
4 49	138	2,6	+
54	125	2,4	
59	113		
4 54		2,5	
5 02	160,5	3,0	—
10	136,5	2,0	
12	132,5	3,7	
22	95,5		
5 07		2,8	[160,5—132,5]
17		3,7	[132,5—95,5]
5 49	135	6,6	—
53	108,5	6,0	
55	96,5		
5 51		6,6	[135—108,5]

Zeit	Volt	$\frac{dV}{dt}$	Ladung
5 56[a]	134,5	10,7	+
58	113	8,0	
6 00	97		
5 59		8,0	[113—97]
6 03	161,5	8,7	+
06	135,5	7,5	
08	120,5	5,3	
10	110		
6 08		6,4	[135,5—110]
6 15	136,5	6,5	—
17	123,5	7,5	
19	108,5	4,8	
21	99		
6 17		7,0	[136,5—108,5]
6 35	160,5	8,2	+
37	144	6,5	
39	131	6,5	
41	118	6,0	
43	106		
6 40		6,3	[144—106]
6 56	166,5	7,0	—
58	152,5	6,0	
7 00	140,5	5,5	
02	129,5	5,0	
04	119,5	4,3	
06	111		
7 03		4,9	[140,5—111]
7 22	166	5,0	+
24	156	4,0	
26	148	4,0	
28	140	4,0	
30	132	4,0	
32	124	3,0	
34	118	4,0	
36	110		
7 32		3,8	[140—110]

Zeit	Volt	$\frac{dV}{dt}$	Ladung
7 54^{a}	168	4,0	—
58	152	4,2	
8 02	135	3,7	
08	113	2,8	
10	107,5		
8 06		3,4	[135—107,5]
8 14	128,5	4,3	+
16	120		
8 15		4,3	
8 28	148	3,0	—
30	142	3,7	
34	127	2,7	
36	121,5	3,0	
38	115,5	2,3	
40	111		
8 34		3,1	
8 54	162,5	1,8	+
59	153,5	1,7	
9 04	145	1,9	
09	135,5		
9 02		1,8	
9 16	144	1,8	—
21	135	1,7	
26	126,5		
9 21		1,8	
9 54	150,5	1,3	+
59	144	1,4	
10 04	137	1,4	
09	130		
10 02		1,4	
10 19	144,5	1,8	—
24	135,5	1,9	
29	126	1,2	
34	120		
10 27		1,6	

Zeit	Volt	$\frac{dV}{dt}$	Ladung
11 12^{a}	162	1,5	—
16	156	1,6	
29	135	1,4	
34	128		
11 23		1,5	
11 46	140	1,4	+
51	133	1,7	
61	116		
11 54		1,6	
20. Mai			
3 38^{a}	171	3,5	+
41	160,5	3,4	
46	143,5	3,0	
51	128,5	3,4	
56	111,5		
3 47		3,3	
4 01	143,5	4,2	—
06	122,5	2,5	
11	110		
4 06		3,4	
4 21	161	2,7	+
27	145	2,1	
32	134,5	2,6	
37	121,5	2,6	
41	111		
4 31		2,5	
4 58	161	2,6	—
5 02	150,5	2,9	
07	136	2,8	
12	122		
5 05		2,8	
5 22	159,5	2,3	+
29	143,5	1,8	
34	134,5	2,1	
41	119,5		
5 32		2,1	

Zeit	Volt	$\frac{dV}{dt}$	Ladung
5 45^{a}	160,5	2,3	−
48	153,5	2,0	
53	143,5	2,3	
58	132	2,3	
6 03	120,5		
5 54		2,2	
6 11	151,5	1,9	+
18	138	1,5	
22	132		
6 17		1,8	

Zeit	Volt	$\frac{dV}{dt}$	Ladung
6 36^{a}	145	1,8	−
42	134	1,6	
47	126		
6 42		1,7	
7 21	145	1,7	+
31	128	1,3	
34	124	1,8	
39	115		
7 30		1,7	
7 46	133	1,8	−
51	124		
7 49		1,8	

Tabelle 4. Spannungsgefälle.

Zeit	Volt	Zeit	Volt	Zeit	Volt	Zeit	Volt
19. Mai		5 57^{a}	225	7 47^{a}	295	9 37^{a}	595
4 06^{a}	110	6 02	235	52	335	42	590
12	155	07	275	57	315	47	560
18	175	12	240	8 02	330	52	565
22	190	17	225	07	410	57	590
27	150	22	260	12	405	10 02	665
32	175	27	280	17	395	07	815
37	175	32	310	22	405	12	805
42	130	37	330	27	310	17	850
47	120	42	460	32	335	21	785
52	160	47	605	37	320	27	620
57	165	52	620	42	395	31	650
5 02	195	57	435	47	445	38	505
07	205	7 02	330	52	480	41	530
12	195	07	280	57	535	45	695
19	205	12	245	9 02	545	49	780
27	220	17	310	07	460	53	835
32	215	22	575	12	570	58	675
37	205	27	555	17	585	11 21	405
42	195	32	625	22	570	25	345
47	185	37	435	27	600	32	290
52	200	42	565	32	590	37	340

Zeit	Volt	Zeit	Volt	Zeit	Volt	Zeit	Volt
11 42^{a}	635	6 12^{a}	280	7 29^{a}	830	10 08^{a}	720
47	705	18	295	9 09	765	15	750
51	470	24	320	13	800	30	630
56	340	30	365	17	725	39	805
0 02^{p}	370	36	510	25	825	44	725
11	320	42	530	30	870	51	555
		48	610	37	820	58	490
20. Mai		54	460	40	880	11 15	465
5 46^{a}	195	7 00	515	45	915	40	640
53	190	07	665	53	775	54	670
6 06	260	14	590	59	700	0 10^{p}	345

3. Zeitbestimmung.

Die Zeitangaben sind nach einer guten Sekundenpendeluhr gemacht, deren Gang mit einem transportabeln Chronometer in kardanischer Aufhängung kontrolliert und durch wiederholte direkte Vergleichung mit dem früh um 7 Uhr kommenden Berliner Zeitsignal auf dem Halleschen Telegraphenamt an die mitteleuropäische Zeit angeschlossen wurde.

Wenn auch bei unseren Beobachtungen dem Charakter der Störungen gemäß die Zeitangaben auf ganze Minuten abgerundet werden konnten, so ist es doch von Interesse, daß zwei von Herrn Geheimrat Dorn am 18. und 19. Mai ausgeführte absolute Zeitbestimmungen durch Messung der Sonnenhöhe mit den Zeitsignalen des Telegraphenamts innerhalb der Fehlergrenze (± 1 Sekunde) übereinstimmten. Wir sind Herrn Geheimrat Dorn für diese Kontrolle, deren Resultat gewiß gelegentlich von Nutzen sein kann, sehr dankbar.

Diskussion.

1. Erdmagnetismus.

Die beiden magnetischen Apparate waren zwar in einem ursprünglich für absolute Messungen eingerichteten, nahezu eisenfreien Raume aufgestellt, doch ließ ihre Störungsfreiheit wegen der Nähe der elektrischen Straßenbahn und der unterirdischen städtischen Starkstromleitung viel zu wünschen übrig. Nachts

von 12 bis 5 Uhr, während der Straßenbahnbetrieb ruhte, blieb die Einstellung auf 0,1 mm konstant; zu der übrigen Zeit waren die Schwankungen während einer Minute 1 bis 2 mm vom Mittelwerte, beim Intensitätsvariometer einige Male sogar bis 4 mm. Die in den Tabellen angegebenen und zur Zeichnung der Kurven verwendeten Zahlen sind die Mittelwerte über je eine Minute.

Außerdem liegt für beide Apparate ein systematischer Fehler vor, der die Kurven von Tag zu Tag ein wenig parallel mit sich selbst verschiebt. Wahrscheinlich sind mechanische Veränderungen, im wesentlichen eine Verdrehung der hölzernen Fernrohrstative durch Erwärmung der Grund; der Beobachtungsraum, ein nordwestliches Eckzimmer, war bei dem schönen Wetter, das sich während der Versuchstage gleich blieb, von Mittag an auf seiner Westseite der Sonne ausgesetzt. Für das Magnetometer, bei dem dieser Fehler am meisten auffällt, ließ sich die Richtigkeit der Erklärung durch Vergleich mit einem zweiten Magnetometer prüfen, das in einem anderen Raume mit nur einer, nach Norden gerichteten Außenseite aufgestellt wurde. Die Spiegel der beiden Instrumente waren senkrecht zueinander angebracht. Die gleichzeitige Beobachtung während einiger Tage ergab für das zweite Magnetometer untereinander übereinstimmende Kurven; die des ersten waren jedoch, besonders nachmittags, von Tag zu Tag etwas verschoben.

Trotzdem sind die Methoden hinreichend genau, um die erdmagnetischen Störungen beim Kometendurchgang deutlich zu erkennen, wenn auch der quantitative Wert unserer Messungen der Anomalien durch die Versuchsfehler erheblich herabgesetzt wird.

Die Kurvenzeichnungen sind für den 19. Mai und die benachbarten Tage zum Vergleich ausgeführt, unter Weglassung der Nachmittagshälfte, da die Anomalien im wesentlichen auf die Vormittagshälfte beschränkt sind. Die Kurven vom 18. und 20. Mai zeigen den normalen täglichen Verlauf: die Deklination das Minimum um 7 bis 8^a und das Ansteigen zum Maximum gegen 1^p; die Horizontalintensität das flache Maximum um 4 bis 5^a und das Minimum um 9 bis 10^a.

Die Kurve der Deklination vom 19. Mai ist parallel den beiden Nachbarkurven mit Ausnahme der Zeit von 2 bis 4^a, in

der sie eine charakteristische Abweichung nach unten aufweist, entsprechend einer Abnahme der Deklination um etwa 9 Bogenminuten. Auch scheint nach der Kurve in der folgenden Zeit bis 6ᵃ, während welcher der Durchgang des Kometenkerns vor der Sonne stattfand, eine größere Unruhe als gewöhnlich geherrscht zu haben [1]).

Die Kurve der Horizontalintensitätsvariation vom 19. Mai zeigt zwei markante Abweichungen vom normalen Verlaufe nach unten, zu abnehmender Intensität. Die erste Störung fällt mit ihrem Minimum nahezu in dieselbe Zeit wie die Deklinationsanomalie, bereitet sich jedoch schon vom Abend des 18. Mai an allmählich vor und dauert bis 5 15ᵃ am 19. Mai; auch hier ist in der Zeit bis 6ᵃ der normale Gang noch nicht vollständig wiederhergestellt. Die zweite Störung im gleichen Sinne und von etwa derselben Stärke fand am 19. Mai zwischen 7 30 und 11 30ᵃ statt. Ihr folgt ebenfalls eine noch stärker ausgeprägte Unruhe bis etwa 12ᵃ. Die Intensitätsabnahme in beiden Fällen ist 2 bis 3 Promille.

Nach den eingezogenen Erkundigungen beim städtischen Elektrizitätswerk und den beiden Halleschen Straßenbahnen ist am 19. Mai bis 5ᵃ kein Strom geliefert worden, der wenigstens für die erste Intensitätsanomalie und die Deklinationsstörung als Ursache gelten könnte. Übrigens haben die durch solche lokalen Einflüsse bewirkten Störungen ganz anderen Charakter als die drei großen, beim Kometendurchgang beobachteten, sind nur etwa $^1/_{10}$ so stark und dauern nur wenige Sekunden.

2. Luftelektrizität.

Zerstreuung. Während die erdmagnetischen Störungen nicht außergewöhnlich groß waren und erst beim Vergleich der Kurven untereinander klar hervortraten, zeigte die luftelektrische Zer-

[1]) Diese Schwankungen und eine gleichstarke Deklinationsänderung zwischen 2 und 4ᵃ sind zufolge einer Mitteilung in der „Neuen Züricher Zeitung“ vom 23. Mai auch im Physikalischen Institut des Züricher Polytechnikums registriert worden. Über die an zahlreichen anderen Orten beobachteten erdmagnetischen Störungen ist uns durch die Presse nicht viel mehr als die Tatsache bekannt geworden.

streuung bei positiver und negativer Aufladung am 19. Mai gegen 6ª ganz auffallend hohe Werte.

Für die rechnerische Bearbeitung des Versuchsmaterials besteht die Schwierigkeit, daß beim ELSTER-GEITELschen Elektrometer ohne Schutzzylinder die Art des Entladungsstromes nicht genau definiert ist und stark variiert mit der Höhe der Aufladung und dem Grade der Luftionisation. Durchweg „freien Strom“ anzunehmen und nach dem COULOMBschen Gesetze der Proportionalität zwischen Entladungsgeschwindigkeit und Potentialdifferenz die logarithmische Formel anzuwenden, ist jedenfalls nicht berechtigt, da $\frac{dV}{dt}$, der Elektrizitätsverlust pro Minute, in vielen Fällen unabhängig vom Potential gefunden wird. Das zeigen unsere Beobachtungssätze bis zu Werten von $\frac{dV}{dt} = 2{,}1$ hinauf und zuweilen auch bei etwas größerer Ionisation. Es liegt hier also wohl Sättigungsstrom vor. Nimmt die Ionisation jedoch zu, so reichen die niederen Potentiale nicht mehr aus zur Bildung des Sättigungsstromes, und $\frac{dV}{dt}$ nimmt ab mit abnehmendem V; die Möglichkeit freien Stromes ist gegeben.

Zeit	Volt	E	Ladung	Zeit	Volt	E	Ladung
19. Mai				6 35ª	160,5	0,0542	+
6 03ª	161,5			37	144	0,0473	
06	135,5	0,0585	+	39	131	0,0522	
08	120,5	0,0585		41	118	0,0536	
10	110	0,0455		43	106		
				6 56	166,5		
6 15	136,5			58	152,5	0,0438	—
17	123,5	0,0499	—	7 00	140,5	0,0409	
19	108,5	0,0647		02	129,5	0,0407	
21	99	0,0458		04	119,5	0,0401	
				06	111	0,0369	

Für die Beobachtungssätze bei der größten Ionisation am 19. Mai zwischen 6 und 7ª ist aber die Entladungsgeschwindigkeit in noch höherem Grade vom Potential abhängig, als es das

Coulombsche Gesetz voraussetzt. Wie die vorstehende Tabelle im Vergleich mit der auf S. 520 zeigt, rücken zwar die nach der logarithmischen Formel:

$$E = \frac{1}{t} \ln \frac{V_1}{V_2}$$

berechneten Werte für den Elektrizitätsverlust E in der Zeiteinheit näher zusammen, zeigen aber immer noch eine Abnahme mit abnehmendem Potential, und zwar für beide Polaritäten.

Möglicherweise läßt sich dieses Verhalten durch die Annahme erklären, daß um die betreffende Zeit in der Luft sehr leicht bewegliche positive und negative Ionen vorhanden waren, die bei höherer Spannung aus größerer Weite angezogen wurden. Jedenfalls ist aber, unabhängig von Hypothesen, die Tatsache zu verzeichnen, daß die Luft zwischen 5 und 9[a] im Vergleich mit den Stunden vorher und nachher und mit der gleichen Zeit an den beiden Nachbartagen anomal stark ionisiert war. Diese luftelektrische Störung liegt zeitlich gerade zwischen den beiden Anomalien der Horizontalintensität des Erdmagnetismus.

Die Zahlen für $\frac{dV}{dt}$ in den verschiedenen Beobachtungssätzen sind wegen der Ungleichheit der herrschenden Stromart nicht streng vergleichbar. Um sie jedoch zu einer angenähert gültigen einheitlichen Kurvenzeichnung zu verwerten, sind in den Reihen mit systematischer Abnahme von $\frac{dV}{dt}$ bei abnehmendem V nur die Beobachtungen zwischen 140 und 110 Volt zur Mittelbildung verwendet und mit den Mittelwerten aus den Sätzen ohne Gang kombiniert worden. Auf diese Weise kommen aber die höchsten beobachteten Werte von $\frac{dV}{dt}$ für positive wie für negative Aufladung bei der graphischen Darstellung nicht zur Verwendung. Die größte für $\left(\frac{dV}{dt}\right)_+$ gefundene Zahl 10,7 bei 136 bis 115 Volt um 5 57[a] ist, trotz ihrer Zugehörigkeit zu dem ausgewählten Spannungsbereiche, bei der Kurvenzeichnung nicht berücksichtigt worden, da sie vielleicht wegen ungenügenden Abwartens der Bernsteinladung nach erfolgter Aufladung des Zerstreuungskörpers etwas zu groß ausgefallen ist.

Während der ganzen Zeit der Ionisationsstörung, besonders bei ihrem Maximum um 6^a, ist

$$\left(\frac{dV}{dt}\right)_- < \left(\frac{dV}{dt}\right)_+$$

entsprechend einem Vorherrschen von negativen Ionen. Zur Berechnung der folgenden Tabelle und der Kurvenzeichnung für die Unipolarität

$$q = \left(\frac{dV}{dt}\right)_- \Big/ \left(\frac{dV}{dt}\right)_+$$

wurden die Werte für Zähler und Nenner zu den vollen Stunden durch Interpolation aus den betreffenden Kurven entnommen. Die Beobachtungen an den Vergleichstagen reichen leider zu einer klaren Übersicht der Verhältnisse nicht aus; immerhin erscheint der durchweg kleinere Wert der Quotienten in der kritischen Zeit am 19. Mai im Vergleich zum 18. und 20. Mai bemerkenswert, besonders um 6^a. Auffällig ist auch, daß nach dem Verschwinden der starken Ionisation der Wert für q plötzlich von 0,84 um 8^a auf 1,27 um 9^a steigt.

Zeit	q	Zeit	q	Zeit	q
18. Mai		19. Mai		8^a	0,84
7^a	0,97	0^a	1,13	9	1,27
8	0,89	1	1,07	10	1,21
9	0,80	2	1,00	11	1,03
10	0,85	3	0,78	20. Mai	
11	0,91	4	0,71	4^a	1,15
12	0,92	5	0,93	5	1,24
1^p	1,00	6	0,84	6	1,13
		7	0,93	7	1,00

Weder der tägliche normale Gang der Ionisation, noch auch die meteorologischen Verhältnisse geben zur Erklärung der Störung irgendwelche Anhaltspunkte. Die relative Feuchtigkeit nahm am 18. und 19. Mai gleicherweise nach 1^a zu und nach Sonnenaufgang um 5^a allmählich wieder ab; am 20. Mai morgens war die Luft verhältnismäßig trockener. Der Himmel zeigte am 18. wie am 19. Mai während der Nacht und am Morgen leichte Bewölkung mit zeitweiser Aufklärung; in größerer Höhe zogen dünne Nebel-

schleier. Erst gegen 10ᵃ klärte sich das Wetter endgültig auf. Nacht und Morgen des 20. Mai waren vollkommen klar. Der schwache Wind war am 18., 19. und 20. Mai zwischen 5 und 9ᵃ ziemlich gleich. Auch Temperatur und Barometerstand zeigten an den drei Tagen keine nennenswerten Differenzen, wie die folgende Zusammenstellung zeigt:

	18. Mai		19. Mai		20. Mai	
	Temperatur Grad	Barometer mm	Temperatur Grad	Barometer mm	Temperatur Grad	Barometer mm
4ᵃ	15,0	—	14,1	750,5	13,6	750,6
5	—	—	13,7	—	13,4	—
6	—	749,5	14,0	—	14,0	—
7	15,2	750,1	15,0	750,6	15,7	750,3
8	—	—	15,8	—	—	—
9	15,8	751,0	17,0	750,7	—	—
10	—	—	18,2	—	—	—
11	18,9	751,2	21,8	750,6	—	—

Spannungsgefälle. Der zeitliche Verlauf des Spannungsgefälles in der Atmosphäre ist am 19. Mai bis 7ᵃ und von 10ᵃ an praktisch derselbe wie am 20. Mai; die Absolutwerte sind etwa gleich, und die Kurven zeigen selbst in den Schwankungen weitgehende Ähnlichkeit, ein Beweis auch für ausreichendes Arbeiten des Kollektors. **Zwischen 6 50 und 10ᵃ** liegt die Kurve am 19. Mai jedoch merklich tiefer als am 20. Mai. Das normale tägliche Maximum, das im Mai auf 8 bis 9ᵃ fällt und auch in der Kurve vom 20. Mai zum Ausdruck kommt, ist am 19. Mai deprimiert. Die eventuelle Störung hat die gleiche Dauer von drei Stunden und, in Übereinstimmung mit sonstigen Erfahrungen, den entgegengesetzten Sinn wie die Zerstreuungsanomalie, ist aber gegen diese um eine Stunde verspätet. Die Richtung der Störung entspricht auch hier einem Überwiegen negativer Ionen; wie auch sonst in der Regel ein paralleler Gang beobachtet wird, so folgt der Zunahme von q um 9ᵃ ein Ansteigen des Spannungsgefälles, allerdings erst um 10ᵃ. Wir verhehlen uns nicht, daß das Versuchsmaterial für das Spannungsgefälle manche Lücken aufweist und zum exakten Nachweis einer Störung nicht ausreicht. Die Apparatur funktionierte erst in letzter Stunde einwandfrei und

versagte zum Teil bei den Vergleichsmessungen, so daß diese unvollständig sind. Doch ist die Betrachtung der Kurven zusammen mit denen für die Zerstreuung wohl nicht ohne Interesse.

Herrn Geheimrat DORN, der uns die Mittel des Instituts zur Verfügung stellte, sind wir zu großem Danke verpflichtet; besonders auch für das rege Interesse, mit dem er uns während des ganzen Verlaufes der Beobachtungen Rat und Hilfe zuteil werden ließ.

Herr cand. H. LAHRS hat uns in dankenswerter Weise durch gelegentliche Ablesungen und die Ausrechnung der absoluten Zeitbestimmungen unterstützt.

Zusammenfassung.

Am 19. Mai war die erdmagnetische Deklination in Halle von 2 bis 4ᵃ kleiner als ihr Normalwert um diese Zeit; die stärkste Abweichung betrug etwa 9 Bogenminuten.

Gleichzeitig war auch der normale Gang der Horizontalintensität des Erdmagnetismus gestört, und zwar schon vom 18. Mai abends an bis zum 19. Mai um 5ᵃ; die Änderung bestand in einer Intensitätsabnahme von 2 bis 3 Promille. Eine Anomalie von gleicher Stärke und im gleichen Sinne fand am 19. Mai zwischen 7 30 und 11 30ᵃ statt.

Die luftelektrische Zerstreuung zeigte am 19. Mai zwischen 5 und 9ᵃ auffallend große Werte sowohl für positive wie für negative Ladungen; der Quotient beider Zerstreuungsgeschwindigkeiten läßt auf ein Vorwiegen von negativen Ionen in der kritischen Zeit schließen.

Das elektrische Spannungsgefälle in der Atmosphäre scheint zu derselben Zeit eine anomale Depression erfahren zu haben.

Es liegt nahe, einen ursächlichen Zusammenhang zwischen diesen Störungen und dem Durchgang des HALLEYschen Kometen anzunehmen.

Halle, Physikalisches Instistut, im Juni 1910.

Scintillation bei Kanalstrahlen;
von H. v. Dechend und W. Hammer.

(Eingegangen am 2. Juni 1910.)

Man hat die Vermutung[1]) geäußert, daß alle Strahlen korpuskularer Natur die Eigenschaft haben, scintillatorische Phosphoreszenz zu erregen. Der experimentelle Nachweis hierfür ist indessen, soweit uns bekannt ist, nur für α- und β-Strahlen erbracht worden. Es ist uns nun gelungen, auch bei Kanalstrahlen scintillatorische Phosphoreszenz auf Gieselschem Zinksulfid zu beobachten. Die Beobachtung ist möglich, wenn man die Stromstärke im Entladungsraume des die Kanalstrahlen erzeugenden Apparates gering genug wählt, dagegen das Entladungspotential so hoch wie möglich steigert, also z. B. bei einem so hohen Vakuum arbeitet, daß die Entladung (Influenzmaschine) gerade noch durchgeht und wenn man dabei die Kanalapertur klein nimmt.

Die Erscheinung tritt besonders deutlich hervor, wenn man die Kanalstrahlenteilchen im Beobachtungsrohr durch ein starkes elektrisches Feld beschleunigt.

Solange die Stromstärke im Entladungsraume relativ groß ist, ist das Aussehen des Zinksulfidschirmes im Mikroskop das gleiche wie bei Bestrahlung desselben mit einem Poloniumpräparat aus nächster Nähe, d. h. man sieht eine kontinuierlich leuchtende Fläche. Setzt man die Stromstärke immer mehr herab, so tritt zunächst das von Regener beschriebene Fließen und Flimmern ein, das schließlich in ein deutliches Scintillieren übergeht, gerade so wie man es auch bei allmählicher Entfernung des Poloniumpräparates vom Schirme beobachten kann.

Des weiteren fanden wir bei Untersuchung des magnetischen Spektrums, daß alle Teile des Kanalstrahlenbündels die Eigenschaft besitzen, scintillatorische Phosphoreszenz zu erzeugen, sowohl der neutrale als die ablenkbaren.

---

[1]) E. Regener, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 10, 353, 1908.

Die benutzte Versuchsanordnung, die hauptsächlich zu anderen Zwecken bestimmt ist, soll später ausführlicher beschrieben werden. Wir teilen hier nur noch mit, daß die Drucke im Beobachtungsraume unter 10^{-4} mm Hg lagen und der Weg der Kanalstrahlen vom Kanalanfang bis zum Schirm etwa 64 cm betrug.

Herr Regener hat die Scintillation bei α- und β-Strahlen zur Zählung der Partikelzahl benutzt [1]) und auf diese Weise deren Ladung bestimmt. Wir halten es für möglich, diese Methode mit entsprechenden Abänderungen auch für Kanalstrahlen zu verwerten.

[1]) Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 10, 78, 1908.

Freiburg i. B., Physikalisches Institut, 31. Mai 1910.

Ein Lichtzeiger für objektive Spiegelablesung;
von Wilhelm Volkmann.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 24. Juni 1910.)

(Vgl. oben S. 507.)

Um den Ausschlag eines Spiegelgalvanometers in einem Hörsaal sichtbar zu machen, pflegt man den Faden einer Glühlampe, insbesondere einer Nernstlampe mit einer Linse über den Spiegel hinweg auf der Skala abzubilden. Das Bild des Lichtfadens wird naturgemäß am besten sichtbar im Dunkeln, dann aber kann man die Striche der Skala nicht erkennen, die wiederum am besten im Hellen zu sehen sind. Man könnte eine Skala von hellen Strichen auf dunkelm Grunde mit einem besonderen Apparat auf dem Schirme abbilden, das ist jedoch für die allermeisten Fälle zu umständlich. Bei dem vorliegenden Lichtzeiger wird ein anderer, übrigens nicht neuer Weg eingeschlagen, um günstigere Verhältnisse zu gewinnen. Es wird statt des hellen Striches ein dunkler in ausgedehntem hellen Felde auf die Skala geworfen. Diese darf nun an einer viel dunkleren Stelle angebracht werden als bei der üblichen Anordnung, denn der Lichtzeiger besorgt außer dem Entwerfen der Marke auch die Beleuchtung eines großen Teiles der Skala. Das Bild wird also ganz gleichartig dem, das man durch das Ablesefernrohr zu sehen gewohnt ist.

Der Lichtzeiger ist in Fig. 1 schematisch im Durchschnitt dargestellt. Er ist nichts anderes als ein kleiner Projektionsapparat, und außer der zweckmäßigen Auswahl der Linsen kommt es nur auf die Beschaffung einer geeigneten Lichtquelle an. A ist ein Metallfadenlämpchen, das bei 2 Volt etwa 4 Kerzen liefert; der Faden ist in die Form einer kleinen Schraubenlinie gebracht, wodurch das Licht sehr vollkommen durch den Kondensor B ausgenutzt wird. Dieser bildet die Lichtquelle auf der Projektionslinse D, einem achromatischen Fernrohrobjektiv, ab. Das Bild wird um so größer, je weiter die Linsen B und D voneinander entfernt sind. Je kleiner also der Spiegel E des Galvanometers

ist, um so kürzer muß man den Abstand BD nehmen, damit alles Licht vom Spiegel aufgefangen werden kann.

Nahe am Kondensor, zwischen ihm und der Projektionslinse, befindet sich die Marke C, die als dunkler Strich im hellen Felde auf der Skala abgebildet werden soll. Die Marke setzt sich nach Fig. 2, die ihr Bild auf der Skala zeigt, aus einem breiten Streifen und einem sehr schmalen zusammen. Der erstere ist ein Blechstreifen, der andere ein dünner Draht, der leicht ausgewechselt werden kann. Der breite Schatten leitet, besonders bei ballistischen Versuchen, den Blick zu der richtigen Stelle, der schmale dient der genauen Ablesung. Der Abstand CD ist ein wenig mehr als die Brennweite von D. Er kann verändert werden, indem man an dem Fassungsrohr von D dreht. Dieses hat nämlich

Fig. 1.

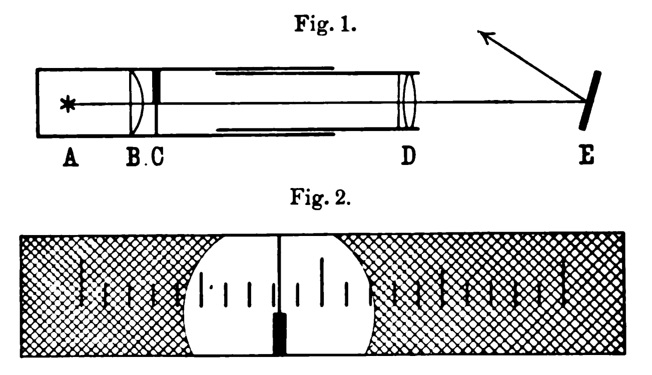


Fig. 2.

einen schrägen Schlitz, der einen am Apparat festen Stift umfaßt; es gleitet daher beim Drehen vor und zurück.

Je kürzer nun die Brennweite der Projektionslinse D ist, um so stärker wird bei gleichem Skalenabstand die Marke vergrößert, und im quadratischen Verhältnis zu dieser Vergrößerung wird die Helligkeit des umgebenden Feldes geringer. Fordert man eine bestimmte Helligkeit, d. h. eine bestimmte Größe des Feldes, so muß man also die Brennweite von D um so größer wählen, je größer man den Skalenabstand haben will. Das fordert aber nach einer früheren Überlegung auch einen größeren Durchmesser der Linse D und des Spiegels E.

Der Lichtzeiger ist zunächst in zwei Größen, die zu 10 und 15 mm großen Spiegeln passen, angefertigt. Der Apparat hat die

Gestalt einer kleinen Kanone, die um eine senkrechte und eine wagerechte Achse leicht geschwenkt werden kann, der Stiel ist in einem beliebigen Stativ zu befestigen. Man stellt den Apparat 10 bis 20 cm vor dem Galvanometer auf — so weit vor der Linse ist nämlich der Lichtstrahl am engsten — und richtet das Licht flach aufwärts auf den Spiegel, der es dann dicht über den Apparat zurückwirft. Der Apparat hat noch einen abnehmbaren Hilfsspiegel, mit dem man das vom Galvanometerspiegel kommende Licht nach oben werfen kann. Bei dieser Anordnung befindet sich die Skala über dem Galvanometer dicht unter der Zimmerdecke, d. h. an einer Stelle, wo sie nur von sehr wenig Tageslicht getroffen wird. Diese Anordnung zeichnet sich durch Übersichtlichkeit und gute Wirkung aus.

Eine naheliegende Frage ist, wie sich die Helligkeit der vorgeschlagenen Anordnung zu der der gewöhnlichen mit dem Nernststift verhält. Da vielfach ein 1-Amp.-Stift als besonders geeignet empfohlen wird, so sei zunächst darauf hingewiesen, daß die schwächeren von $^1/_2$ und $^1/_4$ Amp. genau dasselbe leisten. Die ausnutzbare Linsengröße ist allemal durch die Spiegelgröße beschränkt; will man nun die drei Nernststifte in gleicher Breite abbilden, so hat man Linsen von verschiedener Brennweite zu nehmen. Die von kürzerer Brennweite verarbeitet dann einen weiteren Lichtkegel, nimmt also einen größeren Teil der Gesamtstrahlung auf als die langbrennweitige, dafür steht sie aber auch der entsprechend kleineren Lichtquelle gegenüber, und die Bilder der drei Leuchtstifte werden gleich breit und gleich hell. Die Flächenhelligkeit des Bildes ist überhaupt, abgesehen von ganz kurzen Brennweiten, von der Linsenbrennweite unabhängig und wird nur durch den Linsendurchmesser und den Projektionsabstand bestimmt.

Was nun die Helligkeit bei dem vorliegenden Apparat angeht, so nutzt sein Kondensor die Lichtmenge aus, die von dem Lämpchen bei 1 m Abstand auf eine Kreisfläche von 60 cm Durchmesser fallen würde. Dieses Licht findet man auch in dem hellen Felde wieder, das der Apparat entwirft. Es hat für den größeren bei 6 m Skalenabstand 30 cm Durchmesser, zeigt also bei einem 4-Kerzen-Lämpchen eine Flächenhelligkeit, wie sie 16 Kerzen in 1 m Abstand liefern würden. Vergleichen wir nun damit die Ab-

bildung eines Nernststiftes bei 6 m Abstand und 15 mm Linsendurchmesser. Sei ein 1-Amp.-Stift, der etwa 1,1 mm dick ist, auf 33 mm Breite abgebildet, so steht die Linse 20 cm von ihm entfernt, nimmt also das Licht auf, das in 1 m Abstand eine Kreisscheibe von 7,5 cm Durchmesser erleuchten würde. Ein 1 mm langes Stück des Stiftes liefert 4 Kerzen und wird auf 10 qcm abgebildet mit einer Flächenhelligkeit, wie sie $3{,}75^2 . \pi . 4 : 10 = 18$ Kerzen in 1 m Abstand liefern würden.

Unter vergleichbaren Verhältnissen gibt also der neue Lichtzeiger ein fast ebenso helles Bild, aber eine wesentlich schärfere Marke.

Von großer und, nach dem gebräuchlichen Material zu urteilen, wenig beachteter Bedeutung ist für die Deutlichkeit der Ablesung die Gestalt der Skala. Ich habe darüber eingehende Versuche angestellt und bin zu folgender Meinung gekommen. Die Strichdicke soll geringer als $^1/_{10}$ des Strichabstandes sein; $^1/_{15}$ scheint am günstigsten zu sein. Die Strichlänge soll dem Strichabstande gleich oder nur wenig größer sein, die fünften Striche um einen halben, die zehnten Striche um einen ganzen Strichabstand länger. Das Blatt, auf dem die Skala gezeichnet ist, soll rund um die Skala einen mindestens zwei Strichabstände breiten weißen Rand haben. Bei zwanzig Strichen sind noch keine Zahlen nötig, ihre Weglassung erhöht die Übersichtlichkeit. Die Skalen (Fig. 2) sind in dieser Einrichtung denen ähnlich, die man bei analytischen Wagen zu verwenden pflegt; sie sollen so groß genommen werden, daß eine bequeme Zehntelschätzung möglich ist. Für ein Schulzimmer dürfte ein Strichabstand von 3 cm eben ausreichen.

Die bisher üblichen Skalen sind meist so eng geteilt, daß nicht nur die Zehntelschätzung unmöglich ist, sondern selbst die Unterscheidung der einzelnen Striche auf größere Entfernung Schwierigkeiten bereitet. Die Grenzen für die Möglichkeit dieser beiden Unterscheidungen liegen näher aneinander, als man meinen sollte. Geht man von einer in Centimeter geteilten Skala, deren Strichdicke und Strichlänge möglichst günstig vorausgesetzt sei, so weit weg, daß die Unterscheidung der einzelnen Striche eben Schwierigkeiten zu machen beginnt, so kann man in demselben Abstand auf einer Skala mit 3 cm Teilungsweite recht gut Zehntel

schätzen, wenn die Marke sich durch ihre Länge gut von den Teilstrichen der Skala abhebt. Gerade hierfür ist der breite weiße Rand nötig. Skalen mit langen Strichen sind immer unklar, weil sich die Fünfer und Zehner nicht genügend hervorheben, während sie bei Skalen mit kurzen Strichen kleine übersichtliche Gruppen aus der Gesamtheit der Striche deutlich herausheben. Auch mit mehr als 20 Strichen wird die Skala unübersichtlicher, da nicht mehr ein Blick genügt, um festzustellen, in welcher Gruppe man sich befindet; es sind dann Ziffern nötig, die die Klarheit des Bildes sehr beeinträchtigen. Für Vorlesungsversuche dürfte die Meßgenauigkeit, die bei 20 Strichen mit Zehntelschätzung zu erreichen ist, immer genügen.

Der Apparat wird von der Elektrizitätsgesellschaft GANS und GOLDSCHMIDT, Berlin N. 4, Chausseestraße 25, in den Handel gebracht.

Beobachtungen an Kanalstrahlen;
von Joh. Koenigsberger und Jos. Kutschewski.

Die folgenden Versuche wurden teilweise mit einer Mercedesinfluenzmaschine von WEHRSEN angestellt, die wir der Unterstützung der Heidelberger Akademie der Wissenschaften (Stiftung H. LANZ) verdanken.

Um den Vorgang bei der Emission des Lichtes zu studieren, hatten wir, worüber in einer früheren Mitteilung [1]) berichtet wurde, die Versuche von E. GOLDSTEIN, W. WIEN, J. J. THOMSON, J. STARK wiederholt, neue Erscheinungen gefunden, ferner einiges beobachtet, was von den Ergebnissen dieser Forscher sich unterscheidet. Es schien uns wünschenswert, bevor das Studium der Lichtemission fortgesetzt wurde, einerseits das neu Gefundene nachzukontrollieren und andererseits die Widersprüche aufzuklären.

I. Ergänzung früherer Versuche und Erklärung von Widersprüchen.

1. Bei unseren Versuchen hatte sich gezeigt, daß die Dissoziation des neutralen Kanalstrahles bei sehr hohem Vakuum im Beobachtungsraum, bei einem Druck kleiner als 0,0002 mm, auf eine Länge von 30 cm hinter der Kathode überhaupt nicht nachweisbar ist. Aus der wahrnehmbaren Fluoreszenz auf dem Willemitschirm läßt sich schließen, daß die Dissoziation bei so geringen Drucken kleiner als 1 Proz. der Intensität des neutralen Strahles ist, während sie bei höheren Drucken unter bestimmten Bedingungen etwa 10 bis 30 Proz. der gesamten Fluoreszenzintensität des neutralen Strahles betragen kann. Die Dissoziation, ebenso

---

[1]) Abh. Heidelb. Akad. Nr. 4 u. 13, 1910. Phys. ZS. 11, 379, 1910.



wie das Leuchten, ist also nicht spontan[1]) und daher eher als Ionisation zu bezeichnen. Sie erfolgt durch Zusammenstöße des neutralen Kanalstrahles mit ruhenden Gasmolekülen und ist, wie wir neuerdings wiederholt feststellten, unabhängig davon, ob der positive Teil des Kanalstrahles mit in den Beobachtungsraum gelangt oder nicht.

2. W. WIEN fand zuerst, daß die Lichtemission des neutralen Kanalstrahles in Wasserstoff mit sinkendem Druck im Beobachtungsraum abnimmt. Wir haben in Luft, Kohlensäure, Quecksilber dasselbe gesehen[2]) und bei etwa 0,000 05 mm überhaupt keine für unsere Augen merkliche Lichtemission wahrgenommen. Die jetzige Wiederholung des Versuches in Sauerstoff bestätigte diese Angaben.

3. Bei unserem früheren Versuche war in Quecksilber, Luft, Kohlensäure der positive Wasserstoffanteil durch geeignete Behandlung der Kathode und Glaswände auch bei ganz niedrigen Drucken zum Verschwinden gebracht worden. Das stand im Widerspruch zu den Beobachtungen von J. J. THOMSON, wonach bei geringen Drucken stets Wasserstoff im Kanalstrahl, vielleicht als primäre positive Einheit, auftritt.

Wir haben unsere diesbezüglichen früheren Versuche wiederholt und bestätigt gefunden. Wir glauben die Differenzen gegenüber J. J. THOMSON dadurch erklären zu können, daß wir annehmen, daß der Wasserstoff im wesentlichen vom Kathodenmaterial geliefert wird. Folgender Versuch scheint uns das direkt zu beweisen. Hierbei wurde mit neuem Messingkonus und Aluminiumschutzplatte, die etwas, aber nicht stark ausgeglüht worden waren, an Stelle des früher benutzten wasserstofffreien Eisenkonus als Kathode in reinem Sauerstoff gearbeitet. Man erhält dann wegen der langen Kapillare (10 cm Länge und 0,3 mm Durchmesser) und wegen des ziemlich großen Abstandes der Kathode vom Schirm (25 cm) bei 0,002 mm nicht mehr den von W. WIEN[3]), E. GEHRCKE[4]) und O. REICHENHEIM gefundenen positiven Sauerstoff-

[1]) Abh. Heidelb. Akad. Nr. 4, S. 22, 1910.
[2]) Abh. Heidelb. Akad. Nr. 4, S. 7, 1910.
[3]) W. WIEN, Ann. d. Phys. (4) 8, 660, 1902.
[4]) E. GEHRCKE u. O. REICHENHEIM, Verh. D. Phys. Ges. **12**, 444, 1910.

anteil. Derselbe wird vielmehr vorher neutralisiert; den Grund hierfür hat schon früher J. J. THOMSON[1]) angegeben. Wenn wir mit dieser Sauerstoffüllung bei dauerndem Gang der Luftpumpe stets bei 0,002 mm Druck im Entladungs- und Beobachtungsraum arbeiteten, so erhielten wir zuerst nur den neutralen Anteil. Nach etwa drei Minuten erschien der positive Wasserstoffanteil, nach zehn Minuten hatten wir bei demselben Druck von 0,002 mm starken positiven Wasserstoffanteil. Das steht unserer Ansicht nach in Übereinstimmung mit unseren früheren Ergebnissen und kann wohl nur so gedeutet werden, daß infolge der Wasserstoffabgabe durch die Kathode oder Glaswände bei dauerndem Evakuieren der Prozentgehalt an Wasserstoff im Vergleich zu dem an Sauerstoff immer größer wird. Wäre der Vorgang eine primäre Zerlegung von Sauerstoff in primäre positive Wasserstoffeinheiten, so müßte der Wasserstoffanteil bei gleichbleibendem Druck sofort auftreten.

4. Hingegen hatten wir in folgender Hinsicht zunächst mit der neuen Versuchsanordnung einen Widerspruch zu unseren früheren Ergebnissen gefunden. Damals[2]) war mit ausgeglühter Eisenkathode auch bei höheren Drucken über 0,0001 mm und einem Abstand Kathode zu Schirm von über 30 cm in ganz trockener Luft und Kohlensäure die Dissoziation nur äußerst schwach, bei Quecksilber überhaupt nicht nachweisbar gewesen (l. c., S. 9 und 10), während W. WIEN in Wasserstoff und J. J. THOMSON in allen Gasen eine sehr erhebliche Spaltung des neutralen Strahles in einen positiven Anteil aufgefunden hatten. Wir fanden neuerdings mit Messing-Aluminiumkathode eine auffallend starke Dissoziation, die wir uns zuerst nicht erklären konnten. Nach etwa einer Woche ging dieselbe jedoch bei Verwendung von trockener Luft und Sauerstoff erheblich zurück und gleichzeitig auch das Auftreten des positiven Wasserstoffanteiles. Damit war wahrscheinlich gemacht, daß beide in ursächlichem Zusammenhang stehen. Wir konnten das direkt beweisen, indem wir bei gleichem Druck einmal mit einem möglichst reinen schweren Gas (Sauerstoff, Luft) beobachteten, dann durch starke

[1]) J. J. THOMSON, Phil. Mag. (6) 16, 689, 1908.
[2]) Abh. Heidelb. Akad. Nr. 4, S. 9 u. 10, 1910.

Induktoriumsentladung aus der Kathode Wasserstoff und aus den Glaswänden Wasser austrieben, auf den gleichen Druck evakuierten und wieder die Fluoreszenzbilder betrachteten. Es sei auf Fig. 3 (ohne Wasserstoff) und 4 (mit Wasserstoff) verwiesen. Die Erklärung ist also wohl einfach die, daß bei Gegenwart von Wasserstoff ein erheblicher Teil des Kanalstrahles aus neutralisierten Wasserstoffatomen und -molekülen besteht; diese werden durch Zusammenstöße ebenso ionisiert wie der aus schweren Atomen bestehende Teil des neutralen Kanalstrahles; aber dieser ionisierte Wasserstoffanteil behält einen großen Teil seiner Geschwindigkeit

Fig. 1 bis 5.

1. $p_E = \frac{1}{1000}$ n + $p_B = \frac{2}{10000}$

2. d n + ± $\frac{1}{1000} = p_E = p_B$

3. d n + ± $p_E = p_B = \frac{3}{1000}$

4. d n + ± $p = \frac{3}{1000}$ in O_2 fast ohne H_2

5. d n + ± $p_E = p_B = \frac{8}{1000}$

und auch ein Stück Weges seine Ladung bei, während dies für den ionisierten Anteil aus wesentlich schweren Atomen nur in sehr viel geringerem Maße (weniger als der zehnte Teil verglichen mit Wasserstoff), vielleicht auch gar nicht zutrifft. Für Helium dürfte dagegen Dissoziation zu erwarten sein.

Demnach ist der Unterschied der Beobachtungen von W. Wien und J. J. Thomson u. a. von unseren Ergebnissen auf die Gegenwart von Wasserstoff zurückzuführen. W. Wien hatte direkt in reinem Wasserstoff gearbeitet; wir hatten bei unserem früheren Versuche mit Luft, Kohlensäure, Quecksilber bei Abwesenheit von

Wasserstoff untersucht und daher keine erhebliche Dissoziation gesehen.

Wir wollen hier kurz die Fluoreszenzfiguren auf dem Willemitschirm bei gekreuzten gegeneinander geschirmten Magnetfeldern bei variablem Druck in Luft bei noch schwach wasserstoffhaltiger Kathode, wie man sie fast stets hat, wenn nicht besondere Vorsichtsmaßregeln beobachtet werden, angeben[1]). Der erste Magnet bewirkt eine Ablenkung nach oben, der zweite nach rechts. Der Druck im Entladungsraum ist mit p_e, im Beobachtungsraum mit p_b bezeichnet, n = neutraler Anteil des Kanalstrahles, d = dissoziierter, $+$ = dauernd positiver, $\pm$ = zuerst positiv, dann neutralisierter Anteil. Man sieht, daß bei steigendem Druck im Beobachtungsraum zunehmende Neutralisierung der positiven Strahlen und zunehmende Ionisation oder Dissoziation des neutralen Strahles eintritt. Fig. 4 zeigt das Verhalten bei fast wasserstofffreier Kathode in Sauerstoff, der Vergleich mit Fig. 3 spricht wohl für unsere Annahme, daß Dissoziation mit Erhaltung der Geschwindigkeit wesentlich dem Wasserstoff zuzuschreiben ist.

II. Verhalten des neutralen Kanalstrahles und Lichtemission.

Wir haben dann die durch Zusammenstöße bewirkte Ionisation, die von W. Wien und J. J. Thomson auch als Dissoziation bezeichnet wird, in einem Raume untersucht, aus dem die positiven Strahlen durch Ablenkung mit Magneten vor der Kathode in der früher beschriebenen Weise vollkommen entfernt wurden. Als Kathode diente hierbei ein 10 cm langer Messingzylinder mit Kapillare von 1 mm Radius. Man verschiebt erst den Magneten, so daß überhaupt keine Kanalstrahlen durchgehen; dann ist eine Ionisation bei Anlegen einer Spannung von 3000 Volt an zwei

---

[1]) Die quantitativen Ergebnisse wird der eine von uns später mitteilen. Die hier auf Phosphoreszenzschirm leuchtenden Bilder sind dieselben, wie man sie photographisch direkt durch Wirkung der Kanalstrahlen erhalten kann; nur sind photographisch die negativen Ionen stärker wirksam als auf dem Fluoreszenzschirm. Die direkte photographische Wirkung der Kanalstrahlen auf geeignete Präparate ist Phys. ZS. 1910, Nr. 14 diskutiert worden.

Kondensatorplatten im Beobachtungsraum bei einem Vakuum von 0,001 mm nicht merklich; das zeigt, daß eine erhebliche Diffusion von Ionen aus dem Entladungsraum nicht in Betracht kommt. Wird der Magnet jetzt gegen die Kathode verschoben, so daß die neutralen Strahlen zwischen, aber nicht auf die Kondensatorplatten fallen, so ist sofort Ionisation vorhanden, die gegenüberliegende Platte wird aufgeladen. Daß die Kanalstrahlen überhaupt Ionisation bedingen, hat zuerst G. C. Schmidt [1]) festgestellt; hier sollte nur gezeigt werden, daß speziell auch die neutralen Strahlen ionisieren können. Denn das zeigt, daß eine Stoßionisation durch neutrale Teile von großer Geschwindigkeit allein wohl möglich ist, und an sich ein prinzipieller Einwand gegen ein Vorhandensein einer solchen Ionisation in Gasen von hoher Temperatur nicht besteht, wenn auch der experimentelle direkte Nachweis [2]) stets Einwänden unterliegen mag.

Alle diese sekundär aus dem neutralen Strahl gebildeten Ionen sind aber, wie schon erwähnt, nur nachweisbar, wenn der neutrale Strahl mit Gasmolekülen zusammenstößt. Von Interesse scheint uns auch, daß die sekundär aus dem neutralen Strahl gebildeten positiven Strahlen kein Leuchten hervorrufen, wie sich bei der magnetischen Ablenkung beobachten läßt. Daher haben wir jetzt, um die Energie der Lichtemission im Verhältnis zur translatorischen Energie zu schätzen, Versuche nur an den neutralen Kanalstrahlen unternommen. Wir messen die gesamte kinetische Energie nach der Methode von W. Wien mittels Thermoelement, bestimmen die Zahl der neutralen Kanalstrahlteile photographisch nach der Methode von Kinoshita für α-Strahlen, nach der Scintillationsmethode von Regener für α-Strahlen mit Sidotblende [3]) und messen die ursprüngliche Geschwindigkeit durch magnetische Ablenkung vor der Kathode. Außerdem vergleichen wir die Abnahme der Helligkeit des Strahles auf seinem Wege photometrisch.

---

[1]) G. C. Schmidt, Ann. d. Phys. (4) 12, 622, 1903.

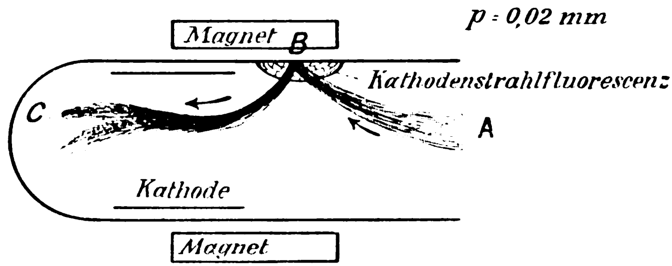
[2]) Vgl. E. Brunner, ebenda 15, 570, 1904.

[3]) Diese Methode ist nach freundlicher Mitteilung von Herrn F. Himstedt schon von Herrn von Dechend und Hammer auf Kanalstrahlen angewendet worden.

Das Anodenstrahlstadium der Kanalstrahlen vor der Kathode.

Wir haben dann die Entstehung des neutralen Kanalstrahles vor der Kathode näher untersucht. Bei unseren Versuchsbedingungen ist stets in der Mitte des Rohres vor der Kathode ein leuchtendes zylindrisches Bündel, dessen Durchmesser, wie auch schon E. GOLDSTEIN beobachtete, von der Höhe des Vakuums abhängt, vorhanden, das sich auf die Kathode hinbewegt, auf Aluminium und Messing gelbe Fluoreszenz erzeugt und magnetisch im Sinne von positiven Strahlen ablenkbar ist. K_1-Strahlen

Fig. 6.



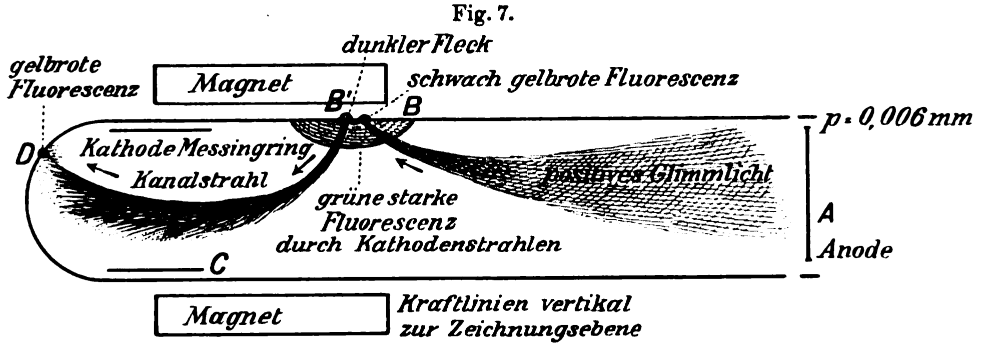
traten bei unseren Versuchen in Luft (Vakuum unter 0,01 mm) nicht sichtbar auf. Daß die Kanalstrahlen vor der Kathode vorhanden sind und leuchten, haben schon A. WEHNELT[1]), F. PASCHEN[2]) und B. STRASSER[3]) beobachtet.

Im Widerspruch zu den Ansichten von E. GOLDSTEIN und W. WIEN und unseren früheren Versuchen, daß nur der neutrale Kanalstrahl leuchtet, schien zu stehen, daß der oben beschriebene vor der Kathode leuchtende Kanalstrahl in einem ausgedehnten homogenen Felde von etwa 500 Gauß magnetisch ablenkbar war; denn demnach würden hier positive Strahlen leuchten, genau wie bei den Anodenstrahlen. Da dieser Kanalstrahl aber am besten etwa zwischen 0,03 und 0,008 mm Druck leuchtet

[1]) A. WEHNELT, Wied. Ann. 67, 421, 1899.
[2]) F. PASCHEN, Ann. d. Phys. (4) 23, 247, 1907.
[3]) B. STRASSER, ebenda 31, 890, 1910.

(vgl. Fig. 6), so konnte man annehmen, daß die Reichweite des neutralen Kanalstrahles bei den anfänglich, wie aus der magnetischen Aufbiegbarkeit des positiven Teiles folgt, sehr kleinen Geschwindigkeiten des positiven und des am Orte aus ihm entstehenden neutralen Strahles auch sehr klein ist[1]). Die leuchtenden Strahlen würden in Wirklichkeit sehr kurze Tangentenstücke an die Bahn des positiven Kanalstrahles verlaufen. Wäre diese Auffassung richtig, so müßte mit sinkendem Druck, bei dem die Reichweite und allerdings auch das Leuchten etwas abnimmt, eine derartige Erscheinung zu sehen sein. Das trifft zu, Fig. 7 zeigt dies; der Versuch kann jederzeit leicht wiederholt werden. Der starke, etwa diagonal verlaufende leuchtende

Fig. 7.



Strahl in F, der sich aus der diffusen Tangentialhelligkeit heraushebt, ist die Tangente der neutralen Teile an der Stelle größter Geschwindigkeit und Intensität. Weiter nach C, wo der positive Anteil gelbrote Fluoreszenz auf dem Glase erzeugt, bleibt zwar die Geschwindigkeit, aber die weiteren Zusammenstöße schwächen die Intensität. Demnach dürfte es richtig sein, daß bei Kanalstrahlen nur die neutralen Teile Lichtemission bedingen. Inwieweit die Anodenstrahlen ein ähnliches Verhalten zeigen, können wir nicht beurteilen, doch dürfte die geringe Geschwindigkeit derselben eine analoge Annahme nicht als unmöglich erscheinen lassen.

Näheres über den Mechanismus der Entstehung der Kanalstrahlen kann man dadurch erfahren, daß man, wie oben erwähnt,

---

[1]) Vgl. Abh. Heidelb. Akad. Nr. 4, S. 13, 1910.

den ganzen Raum vor und an der Kathode in ein ziemlich gleichförmiges Magnetfeld von etwa 500 Gauß setzt[1]). Man beobachtet die in Fig. 8 schematisch dargestellte Erscheinung, die in folgender Weise zu erklären ist. Das Magnetfeld lenkt die Kathodenstrahlen nach oben an die Glaswand, wo sie in A grüne Fluoreszenz und starke negative Ladung (sekundäre Kathode) hervorrufen. Die in Sauerstoff und Luft bläulich leuchtenden positiven Ionen aus der positiven Glimmschicht[2]) werden elektrostatisch nach B gezogen, erhalten dadurch eine mäßige Geschwindigkeit und damit gleichzeitig Zunahme des Leuchtens. Sie rufen auf der Glaswand beim Auftreffen auf B schwachgelbe Fluoreszenz hervor

Fig. 8.

Kanalstrahlstadium

und werden teilweise unter Beeinflussung ihres Weges durch das Magnetfeld reflektiert (besser bei $p = 0{,}002$ mm zu sehen; vgl. Fig. 7). Daß der Weg AB für die positiven Ionen weit stärker als durch das Magnetfeld durch die elektrostatischen Kräfte bedingt ist, läßt sich durch elektrisches Ableiten der Glaswand usw. nachweisen, und zeigt mit Rücksicht auf die bekannten Formeln,

[1]) Wenn man die Krümmung der Strahlen und nicht die Verlegung der Ansatz- oder Auftreffstellen der Strahlen beobachtet, so ist die Beeinflussung des Entladungsvorganges durch das magnetische Feld gleichgültig.

[2]) Bezüglich des blauen Glimmlichtes an der Anode bei geringen Drucken ($<$ 0,005 mm) haben wir vorläufig eine etwas andere Auffassung als E. GEHRCKE (Strahlen positiver Elektrizität, S. 6 ff. Leipzig 1909). Wir halten dies Glimmlicht für die letzte Schicht des *positiven* Glimmlichtes; das negative Glimmlicht schien uns mit abnehmendem Druck stets zu verschwinden.

daß geringe Geschwindigkeit, nicht aber besonders geringe Masse der positiven Ionen da vorhanden ist.

Beim zweiten Auftreffen auf das Glas in B^1 ist die Geschwindigkeit auch gering, daher bewirkt das Magnetfeld hier fast senkrechte Abstoßung. Es findet hier wohl teilweise eine Vereinigung von Kathodenstrahlelektronen und Glimmlichtionen statt; denn auf der Glaswand ist da an Stelle der hellgrünen Fluoreszenz ein tiefdunkler Fleck zu sehen. Von B^1 erlangen dann durch das elektrostatische Feld der Kathode die Ionen ihre volle Geschwindigkeit, gehen als Kanalstrahlen durch die ringförmige Kathode, sind magnetisch und elektrisch positiv ablenkbar und erzeugen auf der Glaswand gelbrote Fluoreszenz. Die Entstehung der Kanalstrahlen aus dem Glimmlicht scheint uns dadurch ziemlich klargestellt und in Übereinstimmung mit den früheren Anschauungen. Ob die Entstehung der positiven Glimmlichtionen hier durch sekundäre Kathodenstrahlen erfolgt und, was die Ursache ihres Leuchtens ist, muß später studiert werden.

Bezüglich der Lichtemission von Kanalstrahlen kommen wir also zu folgenden Ergebnissen und Möglichkeiten: Die Lichtemission ist durch Zusammenstöße rasch bewegter neutraler Atome und Moleküle mit anderen neutralen Teilen (hier ruhenden Molekülen) bedingt [1]). Da gleichzeitig eine Ionisation auftritt, sind folgende drei Fälle möglich:

1. Die Ionisation ist eine zufällige Begleiterscheinung. Die Lichtemission geht von dem erschütterten neutralen Atom oder Molekül, das eine große innere kinetische Energie gewonnen hat, aus. Hierbei findet vielleicht auch eine chemische Dissoziation des Moleküls statt.

2. Die Lichtemission findet statt, wenn sich die durch Zusammenstoß gebildeten Ionen molisieren.

3. Die Lichtemission findet nur im Moment der Aufspaltung in Ionen statt.

---

[1]) Eine Schwierigkeit liegt noch in der Tatsache, daß die positiven Teile die ruhenden Moleküle bei den Zusammenstößen direkt nur schwach oder gar nicht zum Leuchten zu erregen scheinen.

Wir möchten vorläufig hypothetisch für die Bandenspektra auf Grund der Versuche von Herrn KÜPFERER[1]) Fall 1, für die Serienspektra Fall 3 als zutreffend annehmen; Fall 2 scheint uns wegen des Nichtleuchtens der positiven Kanalstrahlen, die sich neutralisieren (vgl. Fig. 2 und 3), also molisieren, weniger wahrscheinlich.

---

[1]) Phys. ZS. **11**, 568, 1910.

Freiburg i. B., Mathemat.-physik. Institut der Universität.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

12. Jahrg. 30. Juli 1910. Nr. 14.

Über die Emission und Absorption des leuchtenden Wasserstoffs;

von Rudolf Ladenburg.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 24. Juni 1910.)
(Vgl. oben S. 507.)

§ 1. Historisches. In einer kürzlich in diesen Verhandlungen erschienenen Mitteilung[1]) nimmt Herr PFLÜGER Bezug auf seine früheren Versuche[2]), in denen er gezeigt habe, daß leuchtender Wasserstoff diejenigen Wellenlängen, die er emittiert, auch absorbiert, und behauptet, daß ich[3]) diese Versuche mit seiner Versuchsanordnung bei höherer Dispersion wiederholt, seine Resultate bestätigt und außer quantitativen Messungen einige offenbar nur bei hoher Dispersion beobachtbare Erscheinungen beschrieben habe[4]). Da diese Behauptung meiner Ansicht nach eine unrichtige Darstellung meiner Versuchsresultate enthält, so seien mir einige historische Reminiszenzen gestattet[5]).

[1]) A. PFLÜGER, diese Verh. 12, 208, 1910.
[2]) Ann. d. Phys. (4) 24, 515, 1907.
[3]) R. LADENBURG, diese Verh. 10, 550, 1908; Jahresber. d. Schles. Ges. f. vaterl. Kultur 1909.
[4]) Diese Verh. 12, 54, 1910.
[5]) Eine Zusammenstellung der Literatur dieses Gegenstandes findet sich in meinen früheren Arbeiten, l. c., Anm. 3.

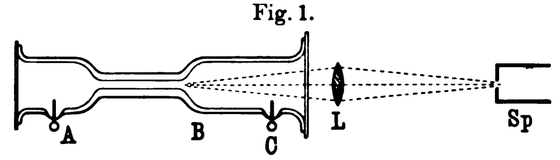


Soweit zunächst die in der zitierten PFLÜGERschen Arbeit beschriebenen Versuche über die Absorption des leuchtenden Wasserstoffs ein positives Ergebnis hatten, sind sie im wesentlichen eine Wiederholung des bekannten, von LIVEING und DEWAR[1]) beschriebenen Versuches der Selbstumkehr.

Dies geht aus der folgenden, möglichst wortgetreu übersetzten Beschreibung des Versuches von LIVEING und DEWAR hervor:

In einer PLÜCKERschen Röhre, deren engerer kapillarer Teil in einen weiteren übergeht (vgl. Fig. 1, die, im Originaltext nicht

Fig. 1.



vorhanden, von mir nach der Beschreibung gezeichnet ist), erniedrigen die Verfasser den Druck so lange, bis die Entladung eines Induktoriums bei parallel geschalteter Leidener Flasche die Röhre gerade durchsetzen kann; die beobachtete Erscheinung schildern sie dann folgendermaßen:

„Das Licht des engen Teiles der Röhre ist unter diesen Umständen sehr glänzend, während der Funke im weiten Ende breiter und weniger hell ist, die Röhre jedoch nicht ausfüllt. Betrachtet man eine solche Röhre in Längsdurchsicht („end on") und projiziert das Bild des engen Teiles der Röhre auf den Spalt des Spektroskops, so sieht man ein kontinuierliches Spektrum von der Höhe des Bildes des engen Teiles der Röhre und außerdem die Wasserstofflinien, die von der Entladung im weiten Teile der Röhre herrühren. Diese Linien erstrecken sich oberhalb und unterhalb des schmalen kontinuierlichen Spektrums, falls die Elektrode (in der Fig. 1 Buchstabe C) so angebracht ist, daß sich ungefähr ein halber Zoll des Funkens im weiten Teile der Röhre zwischen ihrem engen Teile und dem Spektroskop befindet. Das kontinuierliche Spektrum des engen Teiles der Röhre scheint vornehmlich von der Verbreiterung der Wasserstofflinien herzurühren, die ihre Ursache in dem engen Raume hat, auf den die Entladung beschränkt ist; dieses Spektrum ist viel heller als die Linien, die von dem Funken im weiten Teile der Röhre herrühren. Dort, wo die Linien das kontinuierliche Spektrum durchschneiden, ist eine sehr deutliche Absorption wahrnehmbar. Wir haben sie mit einem Beugungsgitter beobachtet. Die C-Linie der dritten Ordnung liegt so nahe an der F-Linie der vierten, daß man beide gleichzeitig beobachten kann... Die F-Linie ist viel stärker verbreitert als die C-Linie und die Umkehr infolgedessen weniger deutlich, obwohl gut erkennbar. Da die übrigen Linien noch diffuser sind, konnte deren Absorption nicht wahrgenommen werden."

[1]) G. D. LIVEING und J. DEWAR, Proc. Roy. Soc. 35, 74, 1883.

Gegenüber diesem Versuche stellt der von PFLÜGER in der oben zitierten Arbeit beschriebene positive Versuch über Absorption in Wasserstoff nur insofern eine Veränderung dar, als er an der oben (Fig. 1) mit *B* bezeichneten Stelle eine dritte Elektrode anbringt und die Entfernung *BC* vergrößert; im übrigen verwendet er ebenso wie LIVEING und DEWAR einen Induktor mit parallelen Leidener Flaschen, arbeitet mit Wasserstoff von mehreren Centimetern Druck und projiziert das Ende des engen Teiles der Röhre auf den Spalt des Spektroskops. Indem er nun außer *AC* noch *AB* und *BC* einzeln erregt, beobachtet er Umkehr nur im ersten Falle, während *AB* allein nur das kontinuierliche Spektrum, *BC* allein nur schwach verbreiterte helle Wasserstofflinien emittiert, und zieht hieraus denselben Schluß wie LIVEING und DEWAR, nämlich daß der Wasserstoff im weiten Teile *BC* selektive Absorption zeigt. Da übrigens im Falle, daß *AB* oder *BC* allein erregt wird, das Entladungspotential der Leidener Flasche sehr viel kleiner als im Falle der Erregung des Gesamtrohres *AC* ist, scheinen mir diese Kontrollversuche nicht einwandfrei.

Was ferner die übrigen in jener Arbeit PFLÜGERs beschriebenen Versuche über Absorption in Wasserstoff betrifft, so ist es PFLÜGER nicht gelungen, in Wasserstoff niedrigen Druckes Absorption nachzuweisen, obgleich er gemäß den Bemerkungen von PRINGSHEIM[1]) und KAYSER[2]) die Fehler des bekannten CANTORschen Versuches[3]) vermied und „Lichtquelle" und „Absorptionsrohr" synchron erregte.

Zwei in Serie geschaltete Geisslerröhren nämlich, die von einem Induktorium erregt wurden, wurden in Längsdurchsicht hintereinander aufgestellt, so daß das Licht des hinteren das vordere durchsetzen konnte. Die spektralphotometrische Untersuchung des von den Röhren einzeln und zusammen emittierten Lichtes ergab weder an den Wasserstofflinien noch an den Luftlinien merkliche Absorption, so daß PFLÜGER zu dem Schluß kam[4]):

„Die Absorption einer 1 m langen Schicht leuchtenden Wasserstoffs und leuchtender Luft bei etwa 1 mm Druck

---

[1]) E. PRINGSHEIM, Ann. d. Phys. (4) 2, 199, 1900.
[2]) H. KAYSER, Handb. d. Spektrosk. 2, 184, 1902.
[3]) M. CANTOR, Ann. d. Phys. (4) 1, 462, 1900.
[4]) l. c., S. 519.

ist bei den stärksten beobachteten Leuchtintensitäten kleiner als die zwischen 1 und 3 Proz. schwankenden Versuchsfehler."

Meine oben zitierten Versuche nun brachten zum ersten Male den Nachweis der Absorption von Licht, das, außerhalb eines Geisslerrohres erzeugt, dasselbe durchsetzt, und den Nachweis der Absorption in Wasserstoff niedrigen Druckes. Dadurch konnte erstens die Eindeutigkeit des Phänomens erwiesen werden, zweitens aber wurde es ermöglicht, die Absorption und die mit ihr zusammenhängenden Erscheinungen der anomalen Dispersion und Magnetorotation näher zu studieren.

Es zeigte sich nämlich durch quantitative Absorptionsmessungen, daß außer jener synchronen Erregung der „Lichtquelle" und des „Absorptionsrohres" eine notwendige Bedingung für merkliche Absorption sehr große Stromdichte ist, wie sie durch die oszillatorische Entladung von Leidener Flaschen geliefert und bereits in dem Versuche von LIVEING und DEWAR benutzt wird.

Um nun in weiten Röhren und in Wasserstoff von niedrigem Druck Absorption nachweisen zu können, wurde in Serie zu diesen Röhren ein mit Wasserstoff von hohem Druck gefülltes Kapillarrohr geschaltet — statt dessen auch eine gewöhnliche Luftfunkenstrecke benutzt werden kann, da es nur auf Erzeugung eines genügend hohen Entladungspotentials der Leidener Flaschen ankommt. Indem ich gleichzeitig dies in Längsdurchsicht aufgestellte Kapillarrohr als „Lichtquelle" benutzte, deren „kontinuierliches" Spektrum in der Umgebung der Wasserstofflinien besonders intensiv ist, und deren Licht durch das weitere, das „Absorptionsrohr" hindurch auf den Spektrometerspalt projizierte, konnte ich die Wasserstofflinien bei beliebigem Druck bis herab zu 0,01 mm Quecksilber „vollständig umkehren" — ganz entsprechend dem KIRCHHOFFschen Versuche der Erzeugung der dunkeln Natriumlinien im kontinuierlichen Spektrum einer weißes Licht emittierenden Lampe; durch Abblenden der Kapillare bzw. Entfernen des „Absorptionsrohres" aus dem Strahlengang erwies sich die Eindeutigkeit der Erscheinung. Die Absorption verschwand, wenn „Lichtquelle" und „Absorptionsrohr" „gegeneinander verstimmt", d. h. durch getrennte Schwingungskreise erregt wurden, ein Beweis,

daß die Absorption in der Tat an die kurzen Momente der diskontinuierlichen Entladung geknüpft ist.

Diese Versuche, die also noch in Wasserstoff von 0,01 mm Druck Absorption nachweisen, sind es, die Herr PFLÜGER l. c. als eine Wiederholung und Bestätigung seiner Versuche bezeichnet, — die, soweit sie neu, auch bei dem hundertfachen Wasserstoffdruck keine Absorption ergeben hatten.

Im weiteren Verlauf der Untersuchung des leuchtenden Wasserstoffs fanden Herr ST. LORIA und ich[1]) die bisher vergeblich gesuchte[2]) anomale Dispersion in der Nähe der roten Wasserstofflinie; ebenso ließ sich die anomale magnetische Drehung der Polarisationsebene nachweisen[3]). Aus quantitativen Ergebnissen zog ich den Schluß[3]), daß es im wesentlichen die Stromamplitude ist, deren Größe für diejenige der Magnetorotation, Dispersion und Absorption maßgebend ist: die Wirkung der Leidener Flaschen beruht eben auf der Erzeugung sehr rascher Schwingungen, deren Stromamplitude bis 100000 mal so groß sein kann als die der gewöhnlichen langsamen Induktorentladungen.

§ 2. Kritisches. Bei Untersuchung[4]) der Umkehr der Wasserstofflinien mit obiger Versuchsanordnung und extrem hohen Stromdichten beobachtete ich an den stark verbreiterten „Spektralstreifen“, besonders an dem im Rot gelegenen H_α, folgende Erscheinung:

Vergrößert man allmählich die Helligkeit der Lichtquelle (des Kapillarrohres), so „kehrt“ sich der Spektralstreifen des Absorptionsrohres nicht in seiner ganzen Breite gleichzeitig „um“, vielmehr beobachtet man bei bestimmter Helligkeit der Lichtquelle bei niedrigem Wasserstoffdruck eine helle Mitte und dunkle Ränder des Streifens, bei hohem Druck eine dunkle Mitte und helle Ränder.

Hieraus schloß ich, daß das Verhältnis des Emissions- zum Absorptionsvermögen $\frac{E(\lambda)}{A(\lambda)}$ der homogen leuchtenden Wasserstoffschicht des Absorptionsrohres an verschiedenen Stellen des Spektral-

[1]) R. LADENBURG und ST. LORIA, diese Verh. 10, 858, 1908.

[2]) Vgl. W. WILSING, Astr. Nachr. 156, 225, 1901; J. LILIENFELD, diese Verh. 8, 637, 1906.

[3]) R. LADENBURG, Habilitationsschrift l. c.; Physik. ZS. 10, 497, 787, 1909.

[4]) Diese Verh. 12, 54, 1910.

streifens verschiedene Werte besitze, so daß das KIRCHHOFFsche Gesetz für diese Streifen keine Gültigkeit besitzen könne.

Gegen diesen Schluß hat Herr PFLÜGER[1]) den Einwand erhoben, daß das von der Lichtquelle emittierte Licht in dem kritischen Spektralbereich kein genügend kontinuierliches Spektrum liefere.

Herr PFLÜGER hat meine Versuche nicht wiederholt und mußte sich auf das Aussprechen bloßer Vermutungen beschränken.

Da das sogenannte kontinuierliche Spektrum der Kapillaren, so meint Herr PFLÜGER, aus dem Zusammenfließen verbreiterter Wasserstofflinien hervorgegangen sei, so besitze es an der Stelle dieser Linien Maxima, die ich selbst ausdrücklich erwähnt habe. Eine genügende Variation der Helligkeit dieses „kontinuierlichen" Spektrums sei aber imstande, die beobachteten Erscheinungen auch bei konstantem $\frac{E(\lambda)}{A(\lambda)}$ des Absorptionsrohres zu erklären, — wie ich übrigens selbst ausführlich auseinandergesetzt habe (l. c., S. 65), was wohl Herrn PFLÜGER entgangen ist. In der Tat kann man sich, so wie Herr PFLÜGER bemerkt, geeignete Formen des Intensitätsverlaufes ε der Lichtquelle und desjenigen E' der beobachteten Erscheinung ausdenken, die auch mit einer Konstanz von $\frac{E(\lambda)}{A(\lambda)}$ verträglich sind.

Bemerkenswert ist dabei jedoch, daß die dazu nötigen Variationen in ε von der Größe der Variationen von E' sind: da nun E' z. B. eine helle Mitte und dunkle Ränder zeigte, so hätte sich auch die Variation von ε deutlich bemerkbar machen müssen.

Ja, wenn man das „kontinuierliche" Spektrum der Kapillare einmal gesehen hat, so kann man nicht daran zweifeln, daß der PFLÜGERsche Einwand unberechtigt ist: man sieht, daß die Helligkeit erst in großem Abstande vom Schwerpunkt der roten Wasserstofflinie langsam abzunehmen beginnt, an Stellen, die für die Untersuchung der etwa 10 Å.-E. breiten Wasserstoffstreifen des Absorptionsrohres nicht mehr in Betracht kommen. Deshalb beschrieb ich an den von Herrn PFLÜGER zitierten Stellen (z. B. diese Verh. 10, 559, 1908) das „kontinuierliche" Spektrum als ein

[1]) Diese Verh. 12, 54, 1910.

solches, in dem die Wasserstofflinien nur noch als starke, aber ganz breite Maxima der Intensität erkennbar sind, oder ich sagte (diese Verh. 12, 65, 1910), das Spektrum zeige niemals „etwa ein besonders scharfes Maximum der Intensität, wie man es vielleicht der Entstehungsweise des Spektrums entsprechend vermuten kann", dagegen „bisweilen etwas Selbstumkehr, die wohl in den Lichtbüscheln entsteht, die aus der Kapillare in die Ansatzteile hineinschießen".

Wenn diese Wiederholung meiner früheren Bemerkungen es bereits höchst unwahrscheinlich macht, daß die PFLÜGERsche Erklärung zutrifft, so wird die Unrichtigkeit derselben nach meiner Ansicht durch die folgenden quantitativen Messungen direkt erwiesen; dann erübrigt sich auch ein weiteres Eingehen auf die anschließenden Betrachtungen des Herrn PFLÜGER, das „Experimentum crucis" usw.

§ 3. Experimentelles. Um quantitativen Aufschluß über die Helligkeitsverteilung der Wasserstoffstreifen in Emission und Absorption zu erhalten, wurde im Spektrometer unterhalb des Wasserstoffspektrums dasjenige eines Nernstfadens entworfen und bei eingefügtem engen Okularspalt die Helligkeit der Spektren im betreffenden Spektralgebiet an möglichst vielen Punkten photometrisch verglichen. Diese Methode liefert wegen der endlichen Breite des Okularspaltes, die bei der angewandten Dispersion 1 bis 2 Å.-E. entsprach, nur angenähert den wahren Verlauf der Helligkeitsverteilung, eine absolute bolometrische oder photographische Meßmethode schien jedoch aussichtslos.

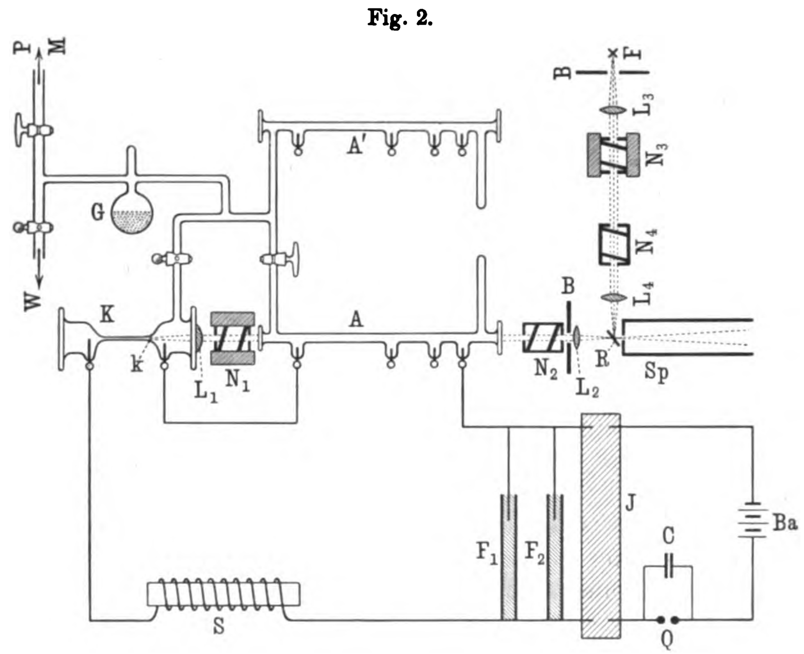
Die Versuchsanordnung zeigt Fig. 2. Die Öffnung k der Quarzkapillaren K wird mittels der Linsen L_1 und L_2 auf den Spalt des Spektrometers projiziert. Zwischen L_1 und L_2 befinden sich der drehbare Nicol N_1, das „Absorptionsrohr" A — ein etwa 5 mm weites Rohr, das in seitlichen Ansätzen Elektroden in verschiedenen Abständen trägt und ebenso wie K mit Quecksilberpumpe, Manometer und Wasserstoffentwickelungsapparat verblasen ist — und außer dem Nicol N_2 etliche Blenden.

Die Linsen L_3 und L_4 andererseits entwerfen ein Bild des Nernstfadens F[1]) durch die Nicols N_3 und N_4 hindurch — N_3 ist drehbar

[1]) Der an der städtischen 220-Volt-Leitung mit 1 A. Stromverbrauch brannte.

vom Beobachtungsplatz aus — nach Reflexion an dem kleinen Planspiegel *R* auf den Spalt des Spektrometers unmittelbar unterhalb des Bildes von *k*. Das Spektrometer ist das früher beschriebene große Wanschaffspektrometer, das benutzte ROWLANDsche Plangitter verdanke ich der großen Liebenswürdigkeit von Herrn

Fig. 2.



A Absorptionsrohr, *A'* Ersatzrohr, *B* Blenden, *Ba* Batterie, *C* Kondensator, *F* Nernstfaden, F_1 F_2 Leidner Flaschen, *G* Trockengefäß, *J* Induktor, *K* Kapillari-Lichtquelle, $L_1 \dots L_4$ Linsen, *M* Manometer, $N_1 \dots N_4$ Nicols, *P* Quecksilberpumpe, *Q* Quecksilberstrahlunterbrecher, *R* Planspiegel, *S* Selbstinduktionsspule, *Sp* Spektrometer, *W* Wasserstoff-Entwickelungsapparat.

Geheimrat RUBENS, dem ich auch an dieser Stelle für die leihweise Überlassung des Gitters meinen aufrichtigen Dank aussprechen möchte. Das Gitter hat eine geteilte Fläche von 40×40 mm und besitzt etwa dasselbe Auflösungsvermögen wie das früher benutzte ROWLANDsche Plangitter von Dr. HAUSWALDT, ist jedoch nicht so lichtstark. Es wurde in der ersten Ordnung beobachtet. In der Brennebene des Beobachtungsfernrohres befand sich ein Spalt, dessen Breite variiert und gemessen werden konnte. Durch

geeignete Blenden am Kollimator- und Okularspalt wurde bewirkt, daß nur die zwei schmalen, sich gerade berührenden Spektren von k und F im Okularspalt übereinander sichtbar waren; besonders bei Erregung von A wurde darauf geachtet, daß kein Licht von A oberhalb oder unterhalb des von k berührenden Spektrums in den Okularspalt gelangte. Das benutzte Okular hatte eine 18 fache Vergrößerung, 1 Å.-E. entsprach bei der benutzten Dispersion etwa $^1/_{18}$ mm, so daß eine scheinbare Okularspaltbreite von 1 mm etwa 1 Å.-E. hindurchließ. Die Breite des Kollimatorspaltes konnte aus Helligkeitsgründen nicht schmaler als 0,04 bis 0,05 mm gewählt werden. Die Beobachtungsfehler einer einzelnen Messung betrugen etwa 10 Proz. Durch Häufung von Versuchen konnte jeder Punkt bis auf etwa 5 Proz. genau bestimmt werden. Die Messungen mußten auf die Beobachtungen am roten Wasserstoffstreifen H_α beschränkt werden, da bei H_β mein Auge für diese Messungen nicht mehr empfindlich genug war.

Die photometrische Messung beruhte auf der durch Drehung des Nicols N_3 gegen N_4 hervorgerufenen Schwächung des Lichtes des Nernstfadens. Vorversuche zeigten[1]), daß innerhalb der in Betracht kommenden Fehlergrenzen das von N_3 durchgelassene Licht des Nernstfadens F unabhängig von der Polarisationsrichtung des Nicols gegen F war.

Die Helligkeit des Nernstfadens wurde im untersuchten Spektralgebiet von etwa 20 Å.-E. Breite als konstant angenommen[2]), da die vorliegenden Messungen[3]) zeigen, daß die Helligkeitsabnahme von kürzeren nach längeren Wellen in diesem Gebiet nur etwa 5 Proz. beträgt.

Was zunächst die Helligkeitsverteilung im „kontinuierlichen“ Spektrum des von K allein herrührenden Lichtes in der Umgebung von H_α betrifft, so gibt die Kurve in Fig. 3 darüber Aufschluß. Bei der Messung wurde in Serie mit K statt des Rohres A ein mit ihm identisches Rohr A' erregt, das mit A verblasen war

---

[1]) Fräulein cand. phil. Hedwig Cohn hatte die Freundlichkeit, diese Messungen für mich auszuführen, wofür ich ihr auch an dieser Stelle freundlichst danken möchte.

[2]) Hinsichtlich des in Fig. 3 untersuchten größeren Spektralgebietes vgl. Anmerkung Seite 559.

[3]) Vgl. z. B. E. Thürmel, Inaug.-Diss., Breslau 1910, S. 23 u. Fig. 2.

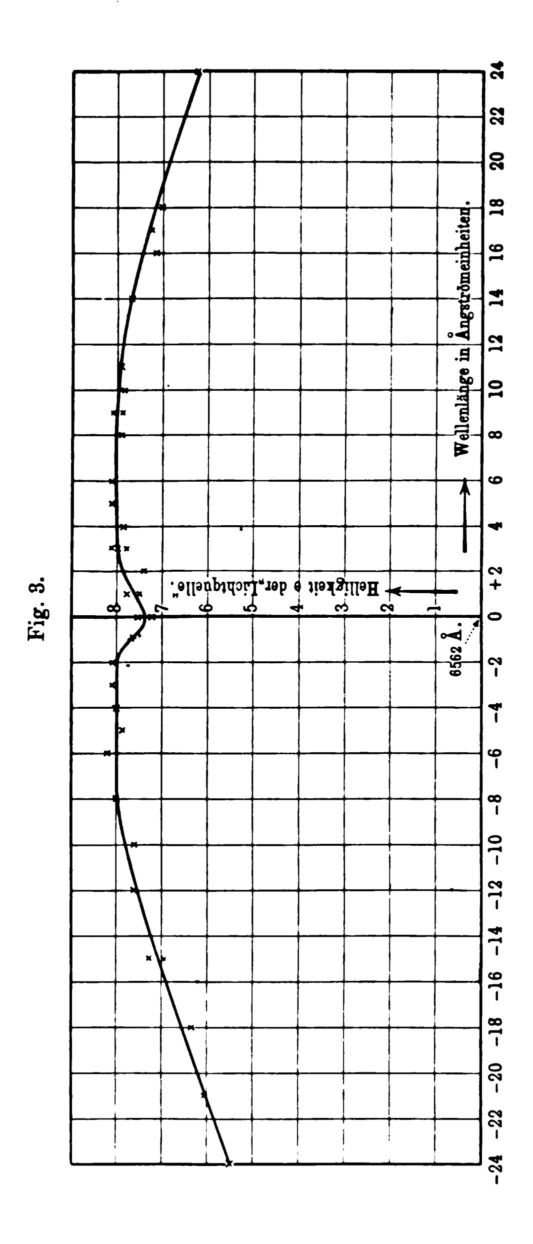

Helligkeit e der „Lichtquelle“.
Wellenlänge in Ångströmeinheiten.
6562 Å.

Fig. 3.

und den gleichen Wasserstoffdruck enthielt, dessen Licht jedoch nicht in das Spektrometer gelangen konnte; im übrigen herrschten dieselben elektrischen Erregungsbedingungen, unter denen der später beschriebene Versuch über die Emission und Absorption von A angestellt wurde (vgl. S. 561). Die erhaltenen Kurven waren ziemlich unabhängig von den untersuchten Rohrlängen und dem Wasserstoffdruck in A', zeigten nur je nach der Stellung der abbildenden Linsen etwas mehr oder weniger „Selbstumkehr". Im Falle der Fig. 3 erschien die „Selbstumkehr" bei direkter Betrachtung ohne Okularspalt als gerade wahrnehmbare Schwächung. Die Ordinaten der Kurve geben die Helligkeit relativ zum Spektrum der Nernstlampe, die Abszissen die Wellenlängen in Ångström-Einheiten, wobei der Nullpunkt in den Schwerpunkt des roten Wasserstoffstreifens 6562 Å.-E. gelegt ist.

Abgesehen von der „Selbstumkehr", die im Maximum nicht ganz 10 Proz. Helligkeitsänderung gegen die Umgebung bewirkt, zeigt sich eine Konstanz auf 5 Proz. bis zu einem Abstand von etwa 12 Å.-E. von der Mitte nach beiden Seiten[1]). Da das in Frage kommende Gebiet der Wasserstoffstreifen im Maximum ± 7 Å.-E. beträgt, ist in diesem Gebiet das Spektrum in der Tat als ein „kontinuierliches" anzusehen. Der Einwand von Herrn PFLÜGER (s. o.) ist also vollständig unberechtigt.

Den Verlauf der Emission und Absorption der Spektralstreifen des Rohres A betreffend, beschränke ich mich auf die Wiedergabe einer Versuchsreihe: aus oben dargelegten Gründen sind einerseits die Beobachtungen mit großen Schwierigkeiten verbunden und für das Auge außerordentlich ermüdend, andererseits die erhaltenen Ergebnisse von der verwendeten Dispersion abhängig und nicht imstande, mehr als den ungefähren Gang der Emissions- und Absorptionskurven zu liefern. Die in Fig. 4 dargestellte Versuchsreihe bezieht sich auf die in meiner letzten Arbeit als Fall I bezeichnete Erscheinung (l. c., S. 64 u. Fig. 2), bei der das Innere des Spektralstreifens heller, die Ränder dunkler

[1]) Da auch hier im ganzen Spektralgebiet die optische Helligkeit des Nernstfadens als konstant angesetzt ist (vgl. S. 557), während sie tatsächlich bei den kürzesten der untersuchten Wellenlängen bereits 10 Proz. größer als bei den längsten ist, ist die in Fig. 3 auftretende Unsymmetrie bezüglich der Wellenlänge 6562 nur eine scheinbare.



Fig. 4.

I ×---× $E(\lambda)+e(\lambda)[1-A(\lambda)]=E_1(\lambda)$

II o—·—o $E(\lambda)=E_2(\lambda)$

III —— $e(\lambda)=E_3(\lambda)$

Lichthelligkeit.

Wellenlänge in Ångströmeinheiten.

6562 Å.

als die Umgegend des kontinuierlichen Spektrums erschienen, doch waren wegen des lichtschwächeren Gitters die Helligkeitsunterschiede nicht so markant wie früher. Die elektrischen Erregungsbedingungen dieser Versuchsreihe sind folgende: Entladungspotential[1]) der Leidener Flaschen 20500 Volt, Kapazität[2]) der Leidener Flaschen $1{,}06 . 10^{-8}$ Mikrofarad, Selbstinduktion[2]) einer in den Schwingungskreis geschalteten Spule $1{,}5 . 10^{-5}$ Henry.

Das Potential an den Enden des Absorptionsrohres A betrug 4000 bis 5000 Volt, der Wasserstoffdruck 1,7 mm Quecksilber, die leuchtende Gasschicht hatte eine Länge von 250 mm.

Bezeichnet $E(\lambda)$ die emittierte Lichthelligkeit und $A(\lambda)$ das Absorptionsvermögen des Wasserstoffs im „Absorptionsrohre" A für eine bestimmte Wellenlänge λ des Streifens, $e(\lambda)$ die Lichthelligkeit des kontinuierlichen Spektrums von K für dieselbe Wellenlänge, so ist die im Spektrometer gemessene Helligkeit, wenn das von K kommende Licht A durchsetzt:

$$E_1 = E(\lambda) + e(\lambda)[1 - A(\lambda)];$$

wenn das von K herrührende Licht abgeblendet ist:

$$E_2 = E(\lambda),$$

und wenn statt A das Rohr A' erregt wird und das von K kommende Licht allein ins Spektrometer gelangt:

$$E_3 = e(\lambda).$$

Die auf diese Weise für die verschiedenen Punkte im Mittel erhaltenen Werte, relativ zur Helligkeit des Nernststiftes, zeigt Fig. 4.

Hieraus berechnet sich:

$$A(\lambda) = \frac{E_2 + E_3 - E_1}{E_3}.$$

Die geringe Selbstumkehr in $e(\lambda)$ macht sich bei der Berechnung von $A(\lambda)$ kaum bemerkbar.

Fig. 5 enthält die so gewonnenen Werte von $A(\lambda)$ und des Quotienten $\frac{E(\lambda)}{A(\lambda)}$.

---

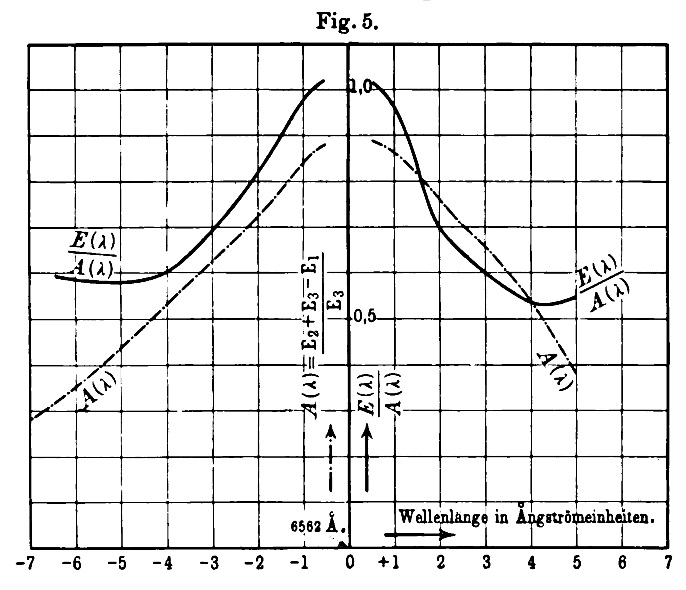
[1]) Gemessen durch parallele Funkenstrecke, deren Kugeln mit einer Bogenlampe beleuchtet waren.

[2]) Gemessen für die betreffende Schwingungszahl nach der Bjerknes-Drudeschen Resonanzmethode mit variablem Luftkondensator und Thermoelement, während statt der Kapillaren K eine Luftfunkenstrecke im Schwingungskreis lag.

Ich möchte hierzu hervorheben, daß der Gang von $\frac{E(\lambda)}{A(\lambda)}$ im einzelnen nicht zu garantieren ist, daß jedoch eine Konstanz von $\frac{E(\lambda)}{A(\lambda)}$ in dem untersuchten Falle mit den Versuchsergebnissen unvereinbar erscheint. Die Variation selbst verläuft in der Art, wie ich es früher aus den qualitativen Beobachtungen erschlossen hatte [1]).

Dieses Ergebnis durch die endliche Breite des Kollimator- oder Okularspaltes oder durch mangelnde Dispersion zu erklären scheint

Fig. 5.



mir ausgeschlossen: im Gegenteil werden derartige Unvollkommenheiten eventuell wirklich vorhandene Variationen von $\frac{E(\lambda)}{A(\lambda)}$ nur weniger wahrnehmbar machen.

Daß ferner die besprochene Variation nicht auf einer inhomogenen Erregung längs des Absorptionsrohres beruht, glaube ich mit Sicherheit behaupten zu können [2]), da die 250 mm lange

[1]) Auch die maximale Änderung im Verhältnis 1 : 2 steht mit der früher geschätzten 1 : 3 im Einklang. — An der betreffenden Stelle (l. c., S. 66, Zeile 5 von unten) steht infolge eines Druckfehlers statt 3 die Zahl 8.

[2]) Vgl. auch die zitierte Arbeit S. 66. Herr J. Koenigsberger hatte die Freundlichkeit, mich brieflich auf eine derartige Erklärung hinzuweisen.

Schicht einen ganz gleichmäßig leuchtenden Eindruck macht und selbst an den Enden, wo der Strom aus den Ansätzen in das lange Rohr eintritt, keine Inhomogenitäten des Leuchtens wahrzunehmen sind.

Einen anderen Einwand, den man vielleicht erheben könnte, widerlegt folgender Versuch: statt des bisher benutzten engen Absorptionsrohres wurde ein 3 cm weites und 20 cm langes Rohr, wieder in Längsdurchsicht, verwendet, in dem der Wasserstoffdruck und die elektrischen Erregungsbedingungen derart gewählt wurden, daß die rot leuchtende Strombahn nur etwa 5 mm Durchmesser besaß. Durch geeignete Blenden vor und hinter dem Rohre und verschiedene Stellungen desselben überzeugte ich mich, daß Absorption in demselben dann, und nur dann eintrat, wenn das Licht der „Lichtquelle“ die leuchtende Strombahn des „Absorptionsrohres“ durchsetzte, also speziell keine Absorption von Licht stattfand, wenn dieses im Wasserstoff neben dem leuchtenden Bande eine Strecke von 20 cm zurücklegte. Nimmt man hierzu noch jenes, schon früher erwähnte Resultat, daß keine Absorption wahrzunehmen ist, wenn „Lichtquelle“ und „Absorptionsrohr“ „gegeneinander elektrisch verstimmt“ werden (indem man sie z. B. durch getrennte Schwingungskreise desselben Induktors erregt), so kommt man zu dem Schluß, daß die Absorption örtlich und zeitlich an die Emission geknüpft ist, und man wird deshalb vorläufig mit der Hypothese rechnen können, daß die Zentren der Emission des leuchtenden Wasserstoffs, und nur diese, auch die Zentren der Absorption sind.

So bleibt meines Erachtens zur Erklärung der beschriebenen Versuche nur der früher gezogene Schluß, daß unter den verwendeten Erregungsbedingungen der Quotient $\frac{E(\lambda)}{A(\lambda)}$ einer homogen leuchtenden Wasserstoffschicht innerhalb des Spektralstreifens H_α variiert.

Für den in meiner früheren Publikation gegebenen theoretischen Ansatz (§§ 8 bis 10) zur Erklärung dieser Tatsache sagen freilich die neuen Messungen wenig aus; speziell der dort berechnete Gang von $\frac{E(\lambda)}{A(\lambda)}$ scheint sich in dem hier näher untersuchten Falle bei niedrigem Wasserstoffdruck nicht zu bestätigen, wenigstens

machten sich hier die Konsequenzen der merkwürdigen sekundären Maxima der zugrunde gelegten MICHELSONschen Sichtbarkeitskurve nicht bemerkbar (vgl. Fig. 6, Kurve II meiner früheren Arbeit).

Übrigens scheint auch eine andere theoretische Deutung der Variation von $\frac{E(\lambda)}{A(\lambda)}$ mit den Versuchen nicht im Widerspruch zu stehen: man kann sich denken, daß ein derartiger Spektralstreifen nicht, wie früher angenommen, von nur einer Elektronengattung erzeugt sei, sondern daß er aus zwei verschiedenen, ineinander übergehenden Teilen bestehe, einer schmaleren „eigentlichen Spektrallinie" und einem „kontinuierlichen Grunde", die jeder für sich einen konstanten, aber verschiedenen Wert von $\frac{E(\lambda)}{A(\lambda)}$ besitzen können.

Jedenfalls aber würde aus den beschriebenen Versuchen folgen, daß an dem untersuchten Wasserstoffstreifen H_α Emissionszentra verschiedener „Temperatur" beteiligt sind[1]), wenn man auch hier die Gesetze der Temperaturstrahlung als giltig ansehen und durch ihre Anwendung den Quotienten E/A als Maß der Temperatur definieren würde[2]).

---

[1]) (Anmerkung bei der Korrektur.) Es wäre nicht undenkbar, die wechselnde Größe der Stromstärke der den Wasserstoff erregenden Schwingungen hierfür verantwortlich zu machen; ich hoffe darüber aus anderweitigen Messungen, mit denen ich zurzeit beschäftigt bin, Aufklärung zu erhalten.

[2]) Vgl. auch die kürzlich von Herrn KAYSER (Zeitschr. f. wiss. Phot. **7**, 151, 1910) ausgesprochene Definition, der „unter Temperatur eines leuchtenden Teilchens die Temperatur versteht, die es haben müßte, um bei reiner Thermoluminiszenz die gleiche Menge innerer Energie zu besitzen".

Breslau, Physikalisches Institut der Universität, Juni 1910.

Thermodynamische Berechnung des Dampfdruckes von Wasser und Eis;

von W. Nernst.

(Aus dem physikalisch-chemischen Institut der Universität Berlin.)

(Vorgetragen in der Sitzung vom 24. Juni 1910.)

(Vgl. oben S. 507.)

In einer früheren Arbeit[1]) habe ich eine Zustandsgleichung für Wasserdampf aufgestellt, mit deren Hilfe es unter anderem möglich ist, den Dampfdruck des flüssigen Wassers nach der Formel von CLAUSIUS-CLAPEYRON zu berechnen.

Zur Auswertung der drei Konstanten λ'_0, α und J' in den Gleichungen:

$$\lambda' = (\lambda'_0 - \alpha T)\left(1 - \frac{v_0}{v'}\right)$$

$$\log p' = -\frac{\lambda'_0}{4{,}571\,T} - \frac{\alpha}{1{,}985}\log T + J'$$

benutzte ich die gemessenen Dampfdrucke bei 0, 50 und 100°, konnte es aber bereits damals wahrscheinlich machen, daß die von HOLBORN und HENNING[2]) für 50° gegebene Zahl 92,30 zu niedrig sein dürfte und erhöhte sie auf 92,39. Nach den neuesten Messungen von SCHEEL und HEUSE[3]) liegt der Fehler zwar im gleichen Sinne, ist aber noch beträchtlich größer, indem von diesen Forschern nach zwei verschiedenen Methoden 92,54 gefunden wurde.

Für die in den oben erwähnten Arbeiten von LEVY und mir erhaltenen Ergebnisse ist diese nicht sehr beträchtliche Änderung eines Beobachtungsdatums großenteils belanglos; immerhin sind einige Rechnungen zu erneuern, was den Gegenstand des ersten Abschnittes dieser Mitteilung bildet. Zugleich liegen neue Messungen der spezifischen Wärme des Eises vor, die eine, wie es scheint, recht sichere Berechnung seiner Dampfdruckkurve ermöglichen, worüber der zweite Abschnitt handelt.

---

[1]) Verh. d. D. Phys. Ges. **11**, 313, 1909; LEVY, ebenda, S. 328.
[2]) Ann. d. Phys. (4) **26**, 833, 1908.
[3]) Ebenda **31**, 715, 1910.

Die früher von Herrn LEVY und mir für Dichte und spezifische Wärme des Wasserdampfes gegebenen Formeln und Zahlen bleiben bis auf eine in einem Nachtrage mitgeteilte kleine Korrektion ungeändert. — Die nachfolgenden sehr umständlichen numerischen Rechnungen sind von Herrn LEVY ausgeführt worden.

1. Dampfdruck des flüssigen Wassers.

Aus den Werten des Dampfdruckes für 0, 50 und 100° folgt $\lambda_0' = 13512$, $\alpha = 10{,}089$, $J' = 23{,}86774$.

t	$p_{beob.}$	$p_{ber.}$	Diff.	$\lambda_{beob.}$	$\lambda_{ber.}$	Diff. Proz.
— 20°	—	0,9396	—	—	10 959	—
— 10	2,160	2,145	+ 0,015	—	10 848	—
± 0	4,579	4,579	0,000	—	10 756	—
+ 10	9,210	9,203	+ 0,007	—	10 654	—
+ 20	17,539	17,530	+ 0,009	—	10 552	—
+ 30	31,834	31,825	+ 0,009	10 441	10 449	— 0,08
+ 40	55,341	55,340	+ 0,001	10 344	10 345	— 0,01
+ 50	92,54	92,54	0,00	10 243	10 234	0,00
+ 60	149,19	149,46	— 0,27	10 140	10 136	+ 0,04
+ 70	233,53	233,79	— 0,26	10 034	10 031	+ 0,03
+ 80	355,1	355,26	— 0,16	9 928	9 924	+ 0,04
+ 90	525,8	525,91	— 0,11	9 818	9 816	+ 0,02
+100	760,0	760,00	0,00	9 704	9 703	+ 0,01

Die Übereinstimmung mit den Werten von SCHEEL und HEUSE (— 10 bis + 50°) läßt wohl nichts zu wünschen übrig. Was die Werte von HOLBORN und HENNING (+ 60 bis + 90°) anlangt, so liegt auch bei 60° offenbar ein Fehler im ähnlichen Sinne und von ähnlichem Betrage vor; bei den höheren Temperaturen bleiben die Abweichungen jedoch großenteils erheblich unter ein Promille.

Die berechneten Werte der Verdampfungswärme sind gegen früher kaum verändert, weil eben die hierfür wesentlich maßgebenden Werte der Dampfdrucke bei 0 und 100° sich nicht geändert haben; die Übereinstimmung mit den Werten von HENNING ist sogar eher noch etwas besser geworden, so daß hiernach an dem Werte $41{,}89 \cdot 10^6$ Erg (= Arbeitswert der g-cal) festzuhalten wäre (vgl. l. c., S. 322).

Hingegen hat sich merklich der Wert von α gegen früher verändert; aus der Gleichung

$$\frac{d\lambda'}{dt} = -\alpha = C_p - 18{,}00$$

folgt für die Molekularwärme hinreichend verdünnten Wasserdampfes

$$C_p = 7{,}91,$$

eine Zahl übrigens, die mit $\frac{8}{2}R = 7{,}94$ praktisch identisch ist; der früher erhaltene Wert war 8,19. Dies lehrt, wie überaus genau der Verlauf der Dampfdruckkurve bekannt sein muß, um daraus sichere Werte von spezifischen Wärmen ableiten zu können. Immerhin wird man vielleicht sagen können, daß nunmehr, wo offenbar sehr genaue Werte des Dampfdruckes des Wassers vorliegen, der obige Wert zu den besten gehören dürfte, die wir über die spezifische Wärme von Gasen besitzen.

2. Dampfdruck des Eises.

Für $T = 273{,}09$ haben wir hier den Wert des Dampfdruckes von 4,579 mm; die Verdampfungswärme beträgt bei der gleichen Temperatur

$$\lambda = 10\,756 + 18{,}014 \,.\, 79{,}7 = 12\,192;$$

da bei den kleinen Drucken, um die es sich hier handelt, der Wasserdampf den Gasgesetzen praktisch exakt gehorcht, auch das Volumen des Eises neben dem des Wasserdampfes völlig zu vernachlässigen ist, so würden wir aus den Gleichungen

$$\lambda = RT^2 \frac{d\ln\pi}{dT} \text{ und } \frac{d\lambda}{dT} = C_p - C$$

die Dampfdruckkurve völlig berechnen können, wenn wir C_p und C, Molekularwärme von Dampf und Eis, bis zu den tiefsten Temperaturen kennen würden.

Nun liefert die kinetische Theorie für C_p den Wert $\frac{8}{2}R$, vorausgesetzt, daß wir das Wassermolekül bei tiefen Temperaturen als einen starren Körper auffassen dürfen, der Rotationsenergie (neben der Energie der fortschreitenden Bewegung) um die senkrechten Achsen aufzunehmen vermag. Da nun gerade dieser Wert oben gefunden wurde und da Betrachtungen, die ich unter Benutzung der Lehre der Energiequanten an anderer Stelle mitteilen werde, es wahrscheinlich machen, daß dieser Wert auch bei

tiefen Temperaturen erhalten bleibt, so scheint es mir zurzeit als das Nächstliegende, mit $C_p = 7{,}94$ die Rechnung durchzuführen.

Für die spezifische Wärme des Eises liegen neue Messungen von KOREF [1]) und von mir [2]) vor, die sich auf ein Gebiet von — 10 bis — 200° erstrecken und, obwohl nach ganz verschiedenen Methoden gewonnen, sehr gut miteinander stimmen. Es ist meinem Mitarbeiter Herrn Dr. POLLITZER gelungen, diese Messungen mit Hilfe der EINSTEIN schen Formel und einem empirischen Zusatzgliede, welches dem starken Ansteigen der spezifischen Wärme in der nächsten Nähe des Schmelzpunktes Rechnung trägt, gut wiederzugeben:

$$C = 5{,}955 \left[\frac{e^{\frac{226}{T}} \left(\frac{226}{T}\right)^2}{\left(e^{\frac{226}{T}} - 1\right)^2} + \frac{2\, e^{\frac{1200}{T}} \left(\frac{1200}{T}\right)^2}{\left(e^{\frac{1200}{T}} - 1\right)^2} \right] + 4{,}0 \,.\, 10^{-15}\, T^6 .$$

Für die weiter unten mitgeteilten Rechnungsergebnisse ist es übrigens ganz gleichgültig, ob diese Formel eine theoretisch begründete Gleichung oder eine Interpolationsformel ist; es genügt für unsere Zwecke, daß sie sich den Beobachtungen hinreichend anschmiegt. Übrigens besteht die theoretische Deutung der Formel darin, daß die Molekularwärme des Eises sich aus der mäßig schnellen Oszillation des Sauerstoffatoms und der sehr raschen Oszillation der beiden Wasserstoffatome zusammensetzt; letztere liefert bei Temperaturen unter — 100° keinen merklichen Beitrag zur Wärmekapazität.

Durch Integration [3]) und Bestimmung der Integrationskonstanten mit Hilfe der eingangs dieses Abschnittes erwähnten Daten finden wir:

$$\lambda = 11\,313 + 7{,}94\, T - \frac{1345{,}8}{e^{\frac{226}{T}} - 1} - \frac{14\,292{,}0}{e^{\frac{1200}{T}} - 1} - 0{,}571 \,.\, 10^{-15}\, T^7 ,$$

$$\log \pi = - \frac{5896{,}49}{T} + 4 \log T + 3 \log \left(e^{\frac{226}{T}} - 1\right) + 6 \log \left(e^{\frac{1200}{T}} - 1\right) - 0{,}020\,837 \,.\, 10^{-15}\, T^6 + 0{,}768\,76 .$$

[1]) Sitzungsber. d. Kgl. Preußischen Akad. vom 17. Febr. 1910, S. 253.
[2]) Ebenda, S. 262.
[3]) Vgl. hierzu A. MAGNUS, ZS. f. Elektrochem. 16, 273, 1910.

Abgesehen von dem empirischen, für tiefe Temperaturen übrigens unwesentlichen Gliede mit T^6, dürfte vorstehende Gleichung, die Richtigkeit der EINSTEINschen Theorie der spezifischen Wärme vorausgesetzt, die erste rationelle Dampfdruckformel sein. — Die Integrationskonstante dieser Gleichung ist übrigens mit der früher von mir berechneten „chemischen Konstanten" des Wasserdampfes nicht direkt vergleichbar, weil damals über den Verlauf der spezifischen Wärmen bei sehr tiefen Temperaturen andere Voraussetzungen gemacht wurden.

(T)	$\pi_{\text{ber.}}$	$\pi_{\text{beob.}}$	(π)	λ	(λ)
20,00	$1{,}64 \cdot 10^{-118}$	—	$1{,}05 \cdot 10^{-120}$	11 463	11 716
100,00	$7{,}474 \cdot 10^{-17}$	—	$5{,}185 \cdot 10^{-17}$	11 950	12 123
160,00	$5{,}75 \cdot 10^{-7}$	—	$5{,}16 \cdot 10^{-7}$	12 070	[illegible]183
200,00	0,001 21	—	0,001 17	12 216	12 289
205,00	0,002 55	0,0008	0,002 50	12 222	12 290
213,09	0,007 99	0,0072	0,007 86	12 229	12 289
223,09	0,029 2	0,0293	0,028 9	12 236	12 286
233,09	0,095 5	0,095	0,094 7	12 238	12 278
243,09	0,284	0,285	0,282 6	12 234	12 264
253,09	0,772	0,784	0,771 1	12 229	12 249
263,09	1,946	1,963	1,946	12 213	12 223
273,09	4,579	4,579	4,579	12 192	12 192

Bis $T = 233$ ist die Übereinstimmung mit den Messungen von SCHEEL und HEUSE[1]) durchaus befriedigend; bei tieferen Temperaturen leiden, wie schon früher (l. c., S. 324) auseinandergesetzt, die erwähnten Messungen offenbar unter einer Fehlerquelle, die übrigens nur Unsicherheiten von wenigen tausendstel Millimetern bedingen konnte.

Man darf aber nicht umgekehrt aus der Übereinstimmung der berechneten und beobachteten Zahlen schließen, daß der Wert von $C_p = \frac{8}{2} R$ für Wasserdampf auch bei tiefen Temperaturen bestehen bleibt. Unter (λ) und (π) sind nämlich diejenigen Werte angegeben, die sich aus der Annahme

$$C_p = 6{,}94 \text{ (anstatt } 7{,}94)$$

ergeben würden, und zwar lauten die Formeln für diesen Fall:

[1]) Ann. d. Phys. (4) 29, 723—733, 1909.

$$(\lambda) = 11\,586 + 6{,}94\,T - \frac{1345{,}8}{e^{\frac{226}{T}} - 1} - \frac{14\,292}{e^{\frac{1200}{T}} - 1}$$
$$- 0{,}571 \,.\, 10^{-15}\,T^7,$$

$$\log(\pi) = -\frac{5956{,}24}{T} + 3{,}496\,23 \log T + 3 \log\left(e^{\frac{226}{T}} - 1\right)$$
$$+ 6 \log\left(e^{\frac{1200}{T}} - 1\right) - 0{,}020\,837 \,.\, 10^{-15}\,T^6 + 2{,}214\,89.$$

Wie man sieht, werden erst bei ziemlich tiefen Temperaturen die Unterschiede zwischen π und (π) hinreichend groß, um zu einer Entscheidung herangezogen werden zu können; auch hier zeigt sich eben, was wir schon oben konstatierten, daß sich aus Dampfdrucken nur unter ganz besonders günstigen Umständen ein Überblick über den Umlauf spezifischer Wärmen gewinnen läßt, und daß daher umgekehrt eine selbst nur angenäherte Kenntnis der spezifischen Wärmen eine sehr genaue thermodynamische Festlegung der Dampfdruckkurve ermöglicht.

Als praktische Nutzanwendung möchte ich noch darauf hinweisen, daß, wenn es sich darum handelt, sehr kleine Drucke von gut bekannter Größe zu realisieren, man passend den zu evakuierenden Raum mit einem zweiten (kleinen) Raum kommunizieren läßt, in welchem sich auf eine geeignete Temperatur abgekühltes Eis befindet; natürlich müssen durch lange fortgesetztes Evakuieren alle anderen Gase (außer Wasserdampf) entfernt sein.

Nachtrag.

Herr LEVY teilt mir zu seinen früheren Rechnungen folgende Ergänzung mit:

„Entsprechend dem von Herrn NERNST neuberechneten Wert für $C_{p\,\text{ideal}}$ zwischen 0 und $100^0 = 15{,}9$ (bezogen auf das Doppelmolekül) ändert sich die in der früheren Arbeit (l. c., S. 334) angegebene Tabelle (S. 321) bis $t = 240^0$ in folgender Weise:

t	$(H_2O)_2$ $C_{p\,\text{ideal}}$	Δ
100	15,90	— 0,51
120	16,00	— 0,43
150	16,14	— 0,33
180	16,29	— 0,24
210	16,44	— 0,15
240	16,58	— 0,09

Die unter $\varDelta$ angegebenen Zahlen bedeuten den Zuwachs der neuen C_p-Werte gegen die alten. Es sind also zu den früheren Werten für $C_{p\,\mathrm{real}}$ (S. 332 und 334) die entsprechenden $\varDelta$-Werte hinzuzuzählen. Es zeigt sich dabei, daß sich nunmehr die berechneten Werte den beobachteten im allgemeinen noch besser anpassen. Namentlich die größten Abweichungen, welche etwa bei $t = 150^0$ und $p = 2$ kg bestanden, verschwinden nun fast völlig."

Die Energieverluste in mehrlagigen Spulen bei schnellen Schwingungen;

von R. Lindemann.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

(Eingegangen am 5. Juli 1910.)

Wird eine eisenlose Spule von einem Wechselstrom durchflossen, so nimmt bekanntlich ihr Widerstand infolge des Skineffektes mit der Frequenz jenes Stromes zu. Das Gesetz dieser Widerstandszunahme ist im allgemeinen nicht einfach. Während der erste Anstieg zwar stets proportional dem Quadrat der Frequenz erfolgt, wird die weitere Zunahme allmählich langsamer im Einklang mit den Theorien von M. Wien[1]) und Sommerfeld[2]). So ändert sich der Widerstand eines langen Solenoids aus dickerem massiven Draht bei den Frequenzen der drahtlosen Telegraphie nach den Messungen von Black[3]) proportional der Quadratwurzel aus der Frequenz. Nur bei einlagigen Spulen aus Litzen, deren möglichst dünne Einzeldrähte voneinander isoliert und gut miteinander verflochten oder mehrfach verdrillt sind, ist die Widerstandszunahme bis zu Frequenzen von etwa 10^6 proportional dem Quadrat der Frequenz, wie durch früher mitgeteilte Versuche an einlagigen Litzenspulen festgestellt wurde[4]). Ebenso verhielten sich auch Spulen aus einem einzelnen sehr dünnen Draht.

Nach diesen Versuchen und entsprechenden theoretischen Überlegungen, wie sie zuerst von M. Wien (l. c.) angestellt wurden, war zu erwarten, daß auch für mehrlagige Spulen aus jenen Litzen bis zu hohen Frequenzen hinauf Proportionalität der Widerstands-

---

1) M. Wien, Ann. d. Phys. (4) **14**, 1, 1908.
2) A. Sommerfeld, ebenda (4) **15**, 673, 1905 u. **24**, 609, 1907.
3) Th. Black, ebenda (4) **19**, 157, 1906.
4) Verh. d. D. Phys. Ges. **11**, 682, 1909.

zunahme mit dem Quadrat der Frequenz besteht, sofern die durch die Kapazität der Spule bewirkte scheinbare Erhöhung des Widerstandes berücksichtigt wird. Dagegen ergab eine Messung das überraschende Resultat, daß der Widerstand weit schneller anwächst. Die strenge Gesetzmäßigkeit der des weiteren untersuchten Erscheinung führt dazu, als ihre Ursache dielektrische Verluste in dem Isolationsmaterial zwischen den einzelnen Lagen und Windungen der Spule anzusehen. Durch die Annahme eines einfachen Gesetzes für diese Verluste, welches durch Messungen an Kabeln und Kondensatoren nahe gelegt wird, gelangt man zu einer Formel für die Widerstandszunahme, welche die Messungsergebnisse in befriedigender Weise darstellt.

Für die Untersuchung standen mir vier Selbstinduktionsnormale zur Verfügung, die Herr GIEBE[1]) für seine Arbeiten über die Änderung der Selbstinduktion und des Widerstandes bei Frequenzen bis zu 5000 hatte herstellen lassen. Dieselben sind nach der STEFANschen Formel für quadratischen Wickelungsquerschnitt und für ein Minimum von Drahtlänge von ihm berechnet[2]) und auf Marmorkernen gewickelt. Nähere mir von Herrn GIEBE freundlichst zur Verfügung gestellte Angaben enthält Tabelle 1.

Tabelle 1.

	L (Henry)	Litze.	Zahl der Einzeldrähte Z	Dicke des Einzeldrahtes mm	Zahl der Lagen	Zahl der Windungen m	Innerer Radius der Spule r_1 cm	Äußerer Radius r_2 cm
I	10^{-1}	Acetat verfl.	25	0,1	34	1088	3,31	6,63
II	10^{-2}	Emaille verdrillt	108 = 4×3×3×3	0,07	19	350	3,08	6,16
III	10^{-3}	Emaille verdrillt	108 = 4×3×3×3	0,07	12	137	2,10	4,21
IV	10^{-4}	Acetat verfl.	100	0,1	7	52	1,46	2,92

[1]) GIEBE, Ann. d. Phys. (4) 24, 941, 1907.

[2]) STEFAN, Wied. Ann. 22, 114, 1884, s. auch M. WIEN, ebenda 58, 553, 1896.

Zur Herstellung der Spulen wurden verflochtene oder vielfach verdrillte Emaille- oder Acetat-Litzen [1]) benutzt, da nach den Messungen von GIEBE [2]) die älteren aus Dolezalek-Litze gewickelten Normale noch merkliche Widerstandserhöhung hatten.

Wie Herr GIEBE in einer demnächst erscheinenden Arbeit nachweisen wird, zeigen die neuen Spulen bei Periodenzahlen zwischen 50 und 5000 nur noch äußerst geringe Widerstandszunahme. Leider sind bei allen Spulen mehrere Einzeldrähte gerissen. Doch scheinen hierdurch größere Störungen nicht hervorgerufen zu werden, wie unten näher erörtert ist.

Bei den Messungen wurden die Spulen mit Luftkondensatoren verschiedener Kapazität zu Schwingungskreisen vereinigt und mit einem abgestimmten ungedämpften Erregerkreise möglichst lose gekoppelt. Eine Poulsenlampe diente als Schwingungserzeuger. Mit dem Sekundärkreise war in üblicher Weise ein weiterer Hilfskreis lose gekoppelt, der das Thermoelement mit Galvanometer enthielt. Der Leistungswiderstand [3]) W der Spule ergab sich alsdann durch Messung der Resonanzausschläge α_0 und α_1 vor und nach dem Einschalten eines bekannten Widerstandes R in den sekundären Kreis nach der Formel:

$$W = \frac{R}{\sqrt{\frac{\alpha_0}{\alpha_1}} - 1}. \qquad 1)$$

Eine besondere Schwierigkeit bestand darin, Störungen durch die Erdkapazität der Spule oder des Kondensators im Meßkreise zu vermeiden, da zum Teil sehr kleine Kapazitäten in diesem Kreise verwendet wurden. So ergab sich z. B. ein merklich größerer Wert für den Widerstand des Meßkreises, wenn dieser unmittelbar auf dem Tische stand, als wenn er höher aufgestellt wurde. Ganz werden sich solche Einflüsse vermutlich nur dadurch ausschließen lassen, daß man die Spulen wie Kondensatoren mit einem allseitigen metallischen Schutz umgibt, wie es GIEBE [4]) mit

[1]) Patent der Firma SIEMENS & HALSKE, A.-G. (Dr. ADOLF FRANKE). S. auch F. DOLEZALEK und H. G. MÖLLER, Ann. d. Phys. (4) 22, 559, 1907.

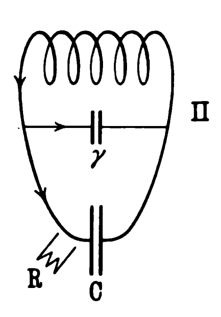
[2]) ZS. f. Instrkde. 26, 153, 1906.

[3]) Bezeichnung nach diesen Verh. 11, 551, 1909.

[4]) GIEBE, ZS. f. Instrkde. 29, 152, 1909.

bestem Erfolg bei Messungen mit der Wechselstrombrücke getan hat. Bei den vorliegenden Messungen wurden Fehler dadurch möglichst vermieden, daß der ganze Meßkreis auf etwa 40 cm hohen Glasgefäßen, die ihrerseits auf einem Tische standen, seinen Platz erhielt in möglichst großer Entfernung von den Zimmerwänden und sonstigen Gegenständen. Zur Vermeidung von Verlusten durch Wirbelströme in den Kondensatorplatten befand sich zwischen der Spule und Kondensator eine etwa 60 cm lange bifilare Zuleitung, deren Widerstand und Kapazität zu berücksichtigen war, während ihr Koeffizient der Selbstinduktion bei allen folgenden Messungen vernachlässigt werden konnte.

Fig. 1.



Ganz beträchtlich war in dem vorliegenden Falle hoher Frequenzen der Einfluß der Spulenkapazität auf die Messung des Widerstandes. Wie M. Wien[1]) nachgewiesen hat, ist der Leistungswiderstand w' einer Spule mit Eigenkapazität, welche ohne diese die Selbstinduktion L und den Widerstand w haben würde:

$$w' = \frac{w}{(1 - \omega^2 \gamma L)^2 + \omega^2 \gamma^2 w^2}$$

oder angenähert:

$$w' = \frac{w}{(1 - \omega^2 \gamma L)^2}, \qquad 2)$$

wenn ω die Kreisfrequenz (Zahl der Perioden in 2π Sekunden) und γ die Spulenkapazität bedeutet, die als reine Kapazität an den Enden der Spule liegend gedacht sei.

Bei der hier benutzten Schaltung (Fig. 1) war die Formel (2) nicht ohne weiteres anwendbar. Sofern auch für schnelle Schwingungen die noch zu prüfende Annahme zutrifft, daß die in Wirklichkeit verteilte Kapazität der Spule durch eine an den Spulenenden liegende reine Kapazität γ ersetzt werden kann, wird sich offenbar der vom Primärkreis in der Spule induzierte Strom auf die

---

[1]) M. Wien, Wied. Ann. **44**, 689, 1891.

beiden Kapazitäten γ und C verteilen. γ legt sich also parallel zu C. Demnach ist bei der Messung des Widerstandes w nach Formel (1) statt des Hilfswiderstandes R ein mit Rücksicht auf jene Stromverzweigung korrigierter Wert R' einzuführen, nämlich der Widerstand der Verzweigung $\gamma//C$, R. Dabei soll zunächst γ als frei von Energieverlusten angenommen werden.

Es ergibt sich der Wert:

$$R' = \frac{R}{(1+\gamma/C)^2 + \omega^2 R^2 \gamma^2}$$

oder mit hinreichender Annäherung

$$R' = \frac{R}{(1+\gamma/C)^2};$$

also nach Gleichung 1):

$$w\,(1+\gamma/C)^2 = \frac{R}{\sqrt{\frac{\alpha_0}{\alpha_1}} - 1}.$$

Ist nun der Einfluß des Dämpfungsdekrementes des Meßkreises auf die Eigenfrequenz dieses Kreises sehr klein und außerdem die Selbstinduktion der Zuleitungen zu vernachlässigen, so gilt die Gleichung:

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{L(C+\gamma)}},$$

woraus folgt:

$$\frac{1}{(1+\gamma/C)} = 1 - \omega^2 L\gamma,$$

also

$$R' = R(1-\omega^2 L\gamma)^2$$

und nach Gleichung 1):

$$\frac{w}{(1-\omega^2 L\gamma)^2} = \frac{R}{\sqrt{\frac{\alpha_0}{\alpha_1}} - 1} = w' \qquad 2')$$

In diesem Falle liefert also die Größe $\frac{R}{\sqrt{\frac{\alpha_0}{\alpha_1}} - 1}$ den durch Gleichung 2) gegebenen Leistungswiderstand w' der Spule.

Da der Faktor $(1 + \gamma/C)^2$ bei den folgenden Messungen zum Teil recht beträchtliche Werte annahm, schien es erwünscht, die Richtigkeit der Formeln auch bei schnellen Schwingungen zunächst durch einen besonderen Versuch zu prüfen. Dazu wurde in einer Anordnung wie Fig. 1 zu der Spulenkapazität γ ein Luftkondensator parallel geschaltet und dessen Kapazität c_1 allmählich vergrößert, während man gleichzeitig durch Verkleinerung der Kapazität C die Gesamtkapazität im Kreise und damit die Frequenz konstant erhielt. Die Resultate der Messung sind in der folgenden Tabelle 2 zusammengestellt. Es wurde die Emailledrahtspule von 10^{-2} Henry (Nr. II der Tab. 1) benutzt bei einer Wellenlänge von 8050 m. Wie die beiden letzten Spalten der Tabelle zeigen, wachsen die direkt gemessenen Werte w' des Leistungswiderstandes der Spule schnell mit der Kapazität $\gamma + c_1$ an, während sich für die Größe

$$w = \frac{w'}{\left(1 + \frac{\gamma + c_1}{C}\right)^2}$$

aus allen Messungen nahezu der gleiche Wert ergibt. Die Abweichungen liegen hier in den Grenzen der Meßgenauigkeit.

Tabelle 2.

$\gamma = 58{,}4 \,.\, 10^{-12}$ F. $\lambda = 8050$ m.

c_1 . 10^{-12} Farad	C . 10^{-12} Farad	$\left(1 + \frac{\gamma + c_1}{C}\right)^2$	w' Ohm	w Ohm
0	1748,1	1,069	6,98	6,53
49,0	1699,1	1,131	7,52	6,65
131,1	1617,0	1,248	8,25	6,61
246,7	1501,4	1,448	9,56	6,60
526,8	1221,3	2,185	14,53	6,65

Die Messung der Spulenkapazität γ, deren Kenntnis für die Versuche nötig war, geschah in bekannter Weise durch Bestimmung der Eigenwellenlänge λ_0 der frei schwingenden Spule, die durch einen primären Funken- oder Lichtbogenkreis angeregt wurde. Bedeutet L die Selbstinduktion der Spule und v die Lichtgeschwindigkeit, so ist:

$$\lambda_0 = 2\pi v \sqrt{L \cdot \gamma}$$

also:

$$\gamma = \frac{\lambda_0^2}{4\pi^2 v^2 L}.$$

Da in der benutzten Schaltung (Fig. 1) die Kapazität der Zuleitungen von der Spule zum Kondensator sich stets zu der Spulenkapazität addiert, wenn der Hilfswiderstand R unmittelbar an der einen Klemme des Kondensators C angeschlossen wird, so wurde die Spulenkapazität einschließlich der Kapazität der Zuleitungen gemessen. Aus besonderen Versuchen, bei denen eine Spule durch sehr kleine Kapazitäten geschlossen wurde, ergab sich, daß die Kapazität einer Spule als eine von der Frequenz unabhängige Größe zu betrachten ist. Ebenso fand GIEBE [1]) die Kapazität einer Spule bei Frequenzen zwischen 50 und 5000 konstant.

Die Resultate der eigentlichen Dämpfungsmessungen an den verschiedenen Spulen sind in den folgenden Tabellen zusammengestellt. Das untersuchte Frequenzbereich ist bei den einzelnen Spulen sehr verschieden. Bei sehr niedrigen Frequenzen war die Genauigkeit der Widerstandsmessung, welche 1 bis 3 Proz. betrug, zu klein, falls auch die Werte der Widerstandszunahme noch einige Genauigkeit besitzen sollten. Sodann bestimmte die Größe der erforderlichen Kondensatoren die untere Grenze der Frequenz. Der größte mir zurzeit zur Verfügung stehende Luftkondensator GIEBEscher Konstruktion [2]) hatte eine Kapazität von 0,03 MF. Parallelschaltung mehrerer Kondensatoren wurde vermieden. Die höchste Frequenz anderseits entsprach einer Wellenlänge von etwa 700 m. Darüber hinaus werden die Schwingungen der Poulsen-Lampe zu inkonstant. Bei den größeren Spulen mußte ich schon bei niederen Frequenzen die Messungen unterbrechen da die Kapazität im Meßkreise zu klein oder auch die zu messenden Spulenwiderstände zu groß wurden. Die aus 0,05 bis 0,1 mm dicken Manganindrähten bestehenden Hilfswiderstände R betrugen 0,3 bis 300 Ohm. Die größeren von ihnen waren bifilar auf Karton gewickelt. In den Tabellen bedeutet wie oben ω die Zahl der Perioden in 2π Sekunden, C die Kapazität des Konden-

[1]) GIEBE, ZS. f. Instrkde. 29, 152, 1909.
[2]) GIEBE, ZS. f. Instrkde. 29, 269 u. 301, 1909.

sators im Meßkreise, w' den direkt gemessenen Leistungswiderstand der Spule mit Eigenkapazität unter Berücksichtigung des nach der RAYLEIGHschen Formel berechneten Widerstandes der Zuleitungen. Aus w' ist berechnet die Größe $w = \frac{w'}{(1+\gamma/C)^2}$ sowie $\frac{w - w_0}{\omega^2}$, wo w_0 den Gleichstromwiderstand der Spule bezeichnet.

Tabelle 3.

Spule I. $L = 0{,}1$ H. $\gamma = 48{,}5 \cdot 10^{-12}$ F. $w_0 = 35{,}9$ Ohm.

ω	C 10^{-12} F.	$(1+\gamma/C)^2$	w' Ohm	w Ohm	$\frac{w-w_0}{\omega^2}$	w' ber.	$w'_{gem.} - w'_{ber.}$ Proz.
$1{,}17 \cdot 10^5$	678,5	$1{,}15_2$	55,2	47,9	$8{,}7 \cdot 10^{-10}$	55,7	— 0,9
$1{,}98 \cdot 10^5$	207,1	$1{,}52_3$	136,4	89,3	$13{,}6 \cdot 10^{-10}$	138,0	— 1,2
$2{,}33 \cdot 10^5$	137,0	$1{,}83_5$	228,5	124,5	$16{,}3 \cdot 10^{-10}$	226,2	+ 1,0
$2{,}80 \cdot 10^5$	80,5	2,57	478,5	186,0	$19{,}1 \cdot 10^{-10}$	474	+ 0,95
$3{,}20 \cdot 10^5$	46,3	4,2	1071	255,2	$21{,}4 \cdot 10^{-10}$	1070	+ 0,1

Tabelle 4.

Spule II. $L = 0{,}01$ H. $\gamma = 46{,}7 \cdot 10^{-12}$ F. $w_0 = 5{,}13$ Ohm.

ω	C 10^{-12} F.	$(1+\gamma/C)^2$	w' Ohm	w Ohm	$\frac{w-w_0}{\omega^2}$	w' ber.	$w'_{gem.} - w'_{ber.}$ Proz.
$1{,}74 \cdot 10^5$	3264	1,027	5,87	5,72	$0{,}19 \cdot 10^{-10}$	5,84	+ 0,5
$2{,}34 \cdot 10^5$	1748	1,069	6,98	6,54	$0{,}156 \cdot 10^{-10}$	6,82	+ 2,3
$3{,}22 \cdot 10^5$	916	1,105	8,89	8,04	$0{,}280 \cdot 10^{-10}$	9,12	— 2.6
$5{,}17 \cdot 10^5$	322,5	$1{,}35_2$	23,25	17,2	$0{,}453 \cdot 10^{-10}$	23,4	— 0,8
$6{,}85 \cdot 10^5$	165,5	$1{,}64_5$	52,4	31,8	$0{,}567 \cdot 10^{-10}$	53,9	— 2,9
$8{,}40 \cdot 10^5$	94,7	2,23	124,6	55,8	$0{,}719 \cdot 10^{-10}$	123,1	+ 1,2

Tabelle 5.

Spule III. $L = 0{,}001$ H. $\gamma = 36{,}2 \cdot 10^{-12}$ F. $w_0 = 1.27$ Ohm.

ω	C 10^{-12} F.	$(1+\gamma/C)^2$	w' Ohm	w Ohm	$\frac{w-w_0}{\omega^2}$	w' ber.	$w'_{gem.} - w'_{ber.}$ Proz.
$3{,}12 \cdot 10^5$	10030	$1{,}00_7$	1,405	$1{,}39_4$	$1{,}23 \cdot 10^{-12}$	1,400	— 0,35
$5{,}50 \cdot 10^5$	3264	$1{,}02_2$	1,73	1,69	$1{,}39 \cdot 10^{-12}$	1,727	— 0,2
$9{,}95 \cdot 10^5$	969	$1{,}07_4$	3,14	2.92	$1{,}67 \cdot 10^{-12}$	3,17	— 1,0
$14.45 \cdot 10^5$	436.4	1.17_3	6.43	5,48	$2{,}02 \cdot 10^{-12}$	6,42	+ 0,15
$19{,}3 \cdot 10^5$	230,7	$1{,}33_8$	13,7	10,26	$2{,}42 \cdot 10^{-12}$	13,43	+ 2.0
$26{,}3 \cdot 10^5$	107,7	$1{,}78_3$	36,7	20,6	$2{,}79 \cdot 10^{-12}$	37,2	— 1,4

Tabelle 6.

Spule IV. $L = 1.10^{-4}$ H. $\gamma = 29{,}8.10^{-12}$ F. $w_0 = 0{,}189$ Ohm.

ω	C 10^{-12} F.	$(1+\gamma/C)^2$	w' Ohm	w Ohm	$\frac{w - w_0}{\omega^2}$	w' ber.	$w'_{gem.} - w'_{ber.}$ Proz.
$5{,}63.10^5$	31500	—	0,270	0,270	$2{,}56.10^{-13}$	0,266	+ 1,5
$9{,}96.10^5$	10030	$1{,}00_6$	0,433	0,430	$2{,}42.10^{-13}$	0,433	—
$17{,}9\ .10^5$	3070	$1{,}01_5$	0,965	0,950	$2{,}38.10^{-13}$	0,985	— 2,1
$23{,}1\ .10^5$	1846	$1{,}03_2$	1,541	1,493	$2{,}44.10^{-13}$	1,541	—
$26{,}5\ .10^5$	1395	$1{,}04_4$	1,98	1,895	$2{,}43.10^{-13}$	1,988	— 0,4

Wie die Tabellen zeigen, ist die Widerstandszunahme $w - w_0$ nur bei der kleinsten Spule von 10^{-4} Henry proportional dem Quadrat der Frequenz, während sie bei den übrigen Spulen schneller ansteigt und zwar um so mehr, je größer die Selbstinduktion der Spule ist. Es ergibt sich, daß mit großer Annäherung

$$\frac{w - w_0}{\omega^2} = a + b.\omega$$

gesetzt werden kann, wo a und b Konstanten bedeuten, deren Werte für die untersuchten Spulen in der Tabelle 7 zusammengestellt sind. Die Kenntnis dieser Größen gestattet alsdann, den Widerstand einer Spule für jede Frequenz zu berechnen. Es ist nämlich:

$$w' = (w_0 + a\omega^2 + b\omega^3)\,(1 + \gamma/C)^2, \qquad 3)$$

oder auch:

$$w' = \frac{w_0 + a\omega^2 + b\omega^3}{(1 - \omega^2 L\gamma)^2}. \qquad 3')$$

Mittels dieser Formel sind die in der vorletzten Spalte der Tabellen 3 bis 6 mitgeteilten Werte berechnet. Danach ist die Darstellung der Beobachtungen durch die Formel sehr weitgehend; die Abweichungen der berechneten und gemessenen Widerstände liegen noch innerhalb der Grenzen der Meßgenauigkeit.

Tabelle 7.

Spule	L (Henry)	a	b
I	1.10^{-1}	$1{,}90.10^{-10}$	$6{,}1\ .10^{-15}$
II	1.10^{-2}	$5{,}0\ .10^{-12}$	$7{,}75.10^{-17}$
III	1.10^{-3}	$1{,}00.10^{-12}$	$7{,}0\ .10^{-19}$
IV	1.10^{-4}	$2{,}44.10^{-13}$	0

Auch die durch Extrapolation nach den Formeln erhaltenen Werte der Widerstandserhöhung bei niederen Frequenzen unter $\omega = 2\pi . 5000$ scheinen in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Messung zu sein. Die Formel läßt erwarten, daß schon in diesem Frequenzbereich bei den größeren Spulen die Widerstandszunahme schneller als proportional ω^2 erfolgt, daß also das Glied $b\omega^3$ neben $a\omega^2$ in der Formel wesentlich in Frage kommt. So ist z. B. für die Spule von $L = 10^{-1}$ Henry Selbstinduktion nach der Formel, bei einer Frequenz $\omega = 2\pi . 4000$:

$$w^1 = \frac{35{,}9 + 0{,}12 + 0{,}10}{(1 - 0{,}0027)^2} = 36{,}3 \text{ Ohm},$$

also die Widerstandserhöhung gleich 1,1 Proz., wozu die beiden Glieder $a\omega^2$ und $b\omega^3$ etwa gleiche Beträge liefern.

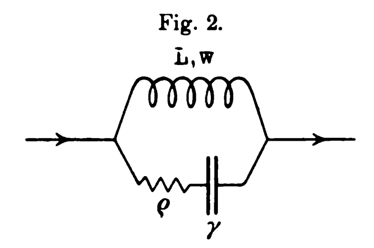
Aus früher mitgeteilten Messungen an einlagigen Spulen, die aus den gleichen Litzen gewickelt waren wie die hier untersuchten, konnte geschlossen werden, daß die gewünschte gleichmäßige Verteilung des Stromes auf die Einzeldrähte durch die bei jenen Litzen gewählte Verdrillung oder Verflechtung in der Tat erreicht wird. Daraus ergab sich der weitere Schluß, daß die bei kurzen einlagigen Spulen experimentell gefundene Proportionalität der Widerstandszunahme mit dem Quadrat der Frequenz auch für Spulen jeder beliebigen Form gelten muß; denn bei gleichmäßiger Stromverteilung kann sich offenbar der in Frage kommende Verlauf der magnetischen Kraftlinien mit der Frequenz nicht ändern. Es muß also auch bei Litzenspulen mit mehreren Wickelungslagen die Widerstandszunahme, soweit sie durch Skineffekt bedingt wird, bis zu hohen Frequenzen proportional dem Quadrat der Frequenz erfolgen.

Außer dem Skineffekt besteht hiernach noch ein anderer Grund für die Widerstandszunahme. Es lag nicht fern, diesen in den dielektrischen Verlusten zu suchen; würde man doch bei jedem Kondensator oder Kabel, dessen Dielektrikum dem Isolationsmaterial der Spulen ähnlich ist, ohne weiteres auch Energieverluste erwarten. In der Tat hat auch HUMANN[1]) bereits solche dielektrische Verluste an Spulen bei niederen Frequenzen aber

[1]) P. HUMANN, Elektr. Bahnen u. Betriebe 4, 457, 1906.

hohen Spannungen beobachtet. Daß dieselben ein sehr schnelles Anwachsen des Widerstandes bedingen würden, hatte eine schon zu Beginn der Untersuchung ausgeführte Rechnung ergeben. Ersetzt[1]) man nämlich die Energie verzehrende Kapazität der Spule in bekannter Weise durch eine reine, verlustfreie Kapazität γ und einen vorgeschalteten Widerstand ϱ (Fig. 2) und berechnet für die Verzweigung, bestehend aus der reinen Selbstinduktion L mit

Fig. 2.



dem Widerstande w (Operator $= w + i\omega L$) und der reinen Kapazität γ mit dem vorgeschalteten Widerstande ϱ (Operator $= \varrho + 1/i\omega\gamma$), den Leistungswiderstand w', so ergibt sich:

$$w' = \frac{w + \omega^4 L^2 \gamma^2 \varrho + \omega^2 \gamma^2 w \varrho (w + \varrho)}{(1 - \omega^2 L \gamma)^2 + \omega^2 \gamma^2 (w + \varrho)^2}$$

oder mit hinreichender Annäherung:

$$w' = \frac{w + \omega^4 L^2 \gamma^2 \varrho}{(1 - \omega^2 L \gamma)^2}. \qquad 4)$$

In dieser Formel bestimmt die Größe $\omega^4 L^2 \gamma^2 \varrho$ den Einfluß dielektrischer Verluste auf den Leistungswiderstand w' der Spule. Der Faktor ω^4 läßt erkennen, wie schnell die so bedingte Widerstandszunahme mit der Frequenz anwachsen muß.

Auch hier war zu prüfen, wie oben bei Formel (2), welche Beziehungen gelten, wenn die Kapazität γ mit dem vorgeschalteten Widerstande ϱ parallel zur Kapazität C angenommen wird (Fig. 3).

Es berechnet sich der Widerstand Z der Verzweigung $\gamma // C$ vor dem Einschalten des Hilfswiderstandes R zu:

$$Z_1 = \frac{\varrho}{(1 + C/\gamma)^2}$$

---

[1]) Siehe z. B.: Orlich, Kapazität und Induktivität, S. 110. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn, 1909.

und nach dem Einschalten von R zu:

$$Z_2 = \frac{\gamma^2 \varrho + C^2 R}{(C+\gamma)^2} = \frac{\varrho}{(1 + C/\gamma)^2} + \frac{R}{(1+\gamma/C)^2}.$$

Setzt man diese Werte in die Gleichung ein:

$$\frac{i_0}{i_1} = \frac{\sqrt{\alpha_0}}{\sqrt{\alpha_1}} = \frac{w + Z_2}{w + Z_1},$$

wo i_0 und i_1 die Stromstärken im Meßkreise vor und nach dem Einschalten von R bezeichnen und w wie früher den nicht durch die Spulenkapazität veränderten Spulenwiderstand, so ergibt sich:

$$\frac{R}{\frac{\sqrt{\alpha_0}}{\sqrt{\alpha_1}} - 1} = \left(w + \frac{\varrho}{(1 + C/\gamma)^2}\right)\left(1 + \gamma/C\right)^2 \qquad 4')$$

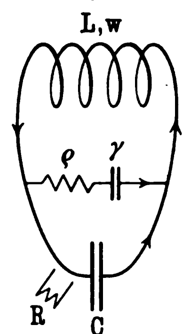


Fig. 3.

Unter der oben gemachten Annahme:

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{L(C+\gamma)}}$$

ist:

$$\frac{1}{1 + C/\gamma} = \omega^2 L \gamma \quad \text{und} \quad \frac{1}{1 + \gamma/C} = 1 - \omega^2 L \gamma$$

also:

$$\frac{R}{\sqrt{\frac{\alpha_0}{\alpha_1}} - 1} = \frac{w + \omega^4 L^2 \gamma^2 \varrho}{(1 - \omega^2 L \gamma)^2} = w'$$

Auch hier mißt also die Größe $\dfrac{R}{\sqrt{\frac{\alpha_0}{\alpha^1}} - 1}$ den Leistungswiderstand der Spule mit Kapazität, wie er in Gleichung 4) berechnet wurde[1]).

[1]) Die Formel 4') läßt auch erkennen, weshalb die Messungen der Tabelle 2 mit einer zur Spulenkapazität γ parallel geschalteten verlustfreien Kapazität c_1 für die Größen $\dfrac{w'}{\left(1 + \frac{\gamma + c_1}{C}\right)^2}$ konstante Werte ergaben, trotz der oben vernachlässigten Verluste in der Spulenkapazität. Auf diesen Fall übertragen geht nämlich die Formel über in:

$$\frac{R}{\left(\sqrt{\frac{\alpha_0}{\alpha_1}} - 1\right)\left(1 + \frac{\gamma + c_1}{C}\right)^2} = w + \frac{\varrho}{\left(1 + \frac{C + c_1}{\gamma}\right)^2}$$

Die rechte Seite dieser Gleichung ist offenbar konstant, wenn $C + c_1$ wie im Versuche konstant bleibt.

Es ist nunmehr zu untersuchen, welchen Gesetzmäßigkeiten die Größen w und ϱ unterworfen sein müssen, damit die abgeleitete Formel die oben experimentell gefundene Abhängigkeit des Widerstandes w' von der Frequenz wiedergibt. Für die dielektrischen Verluste in dem Isolationsmaterial der Spule wird zunächst durch Messungen an Kabeln und Kondensatoren die Annahme nahe gelegt, daß der Kapazitätsstrom der Spule gegen die Spannung um einen von 90° abweichenden Winkel verschoben ist, der sich mit der Frequenz nicht ändert. Ein solches Gesetz fanden z. B. MONASCH[1]) und HUMANN (l. c.) bei Messungen an Kabeln mit Wechselströmen der in der Technik üblichen Frequenz bestätigt und ebenso Herr GIEBE bei verschiedenen Kondensatoren bis zu Frequenzen von 5000, während andere Messungen jene einfache Beziehung nicht ergaben.

Bezeichnet δ die sogenannte Phasenabweichung der Kapazität, d. h. denjenigen Winkel, um welchen die ideale Phasenverschiebung von 90° zwischen Strom und Spannung verkleinert ist, so gilt bei der früheren Bezeichnungsweise[2]):

$$\operatorname{tg} \delta = \varrho \cdot \omega \cdot \gamma, \tag{5}$$

und wenn $\operatorname{tg} \delta = \text{const} = A$ gesetzt wird:

$$\varrho = \frac{A}{\gamma \omega}.$$

Das Glied mit dem Faktor ϱ in der Gleichung 4) geht also über in:

$$\omega^4 L^2 \gamma^2 \varrho = A L^2 \gamma \cdot \omega^3 = b \cdot \omega^3. \tag{6}$$

Setzt man ferner:

$$w = w_0 + a \cdot \omega^2,$$

wo w_0 den Widerstand der Spule bei Gleichstrom und $a\omega^2$ die durch Skineffekt bedingte Widerstandszunahme, also a eine zweite Konstante der Spule bedeutet, so geht die Formel 4) in die früher aus den Messungsergebnissen abgeleitete Formel 3') über.

Durch die vorstehenden Überlegungen wird den einzelnen Gliedern der experimentell gefundenen Formel je eine ganz be-

---

[1]) MONASCH, Diss. Techn. Hochschule, Danzig 1906.
[2]) Siehe z. B. ORLICH l. c.

stimmte Bedeutung beigelegt; $a\omega^2$ soll die Widerstandszunahme durch Skineffekt, $b\omega^3$ die durch dielektrische Verluste bedingte Zunahme messen. Ein strenger Nachweis der Richtigkeit der theoretischen Vorstellungen in dieser Beziehung ist zunächst noch nicht erbracht. Daß dieselbe zu wohl haltbaren Folgerungen führt, soll hier kurz erörtert werden.

In Tabelle 8 sind die aus den Konstanten b der Formel 3') nach den Gleichungen 5) und 6) für die Größen tg δ, δ und ϱ berechneten Werte zusammengestellt. Bei dieser Berechnung wurde für γ die Kapazität der Spule allein ohne Zuleitungen eingesetzt. Die für ϱ mitgeteilten Werte gelten für die Frequenz $\omega = 3.10^5$. — Wie hier die wahre Spulenkapazität mit ihrem Energieverlust in der Rechnung durch den verlustfreien Kondensator γ mit dem vorgeschalteten Widerstande ϱ ersetzt ist, so kann sie bekanntlich auch durch den verlustfreien Kondensator γ mit einem parallel geschalteten Widerstande r ersetzt werden. Auch die sich für r bei der Frequenz $\omega = 3.10^5$ ergebenden Werte sind in der Tabelle mitgeteilt. Für r gelten die Beziehungen:

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{1}{\omega \gamma . r}.$$

Die Tabelle zeigt, daß schon eine kleine Phasenabweichung δ genügen würde, um die beobachteten Erscheinungen zu erklären. Die für δ berechneten Werte sind von derselben Größenordnung wie die bei Kabeln gemessenen. Eine Abhängigkeit des Widerstandes ϱ von der Spannung ließ sich nicht feststellen. Falls die Verluste, wie dies für dielektrische Verluste in vielen Fällen gefunden wurde, dem Quadrat der elektrischen Feldstärke proportional sind, müßte ϱ in der Tat von der Spannung unabhängig sein.

Tabelle 8.

Spule	γ	tg δ	δ	$\varrho_{(\omega = 3.10^5)}$	$r_{(\omega = 3.10^5)}$
I	43.10^{-12} F	0,0142	0° 49′	1100 Ohm	$5,46.10^6$ Ohm
II	43.10^{-12} F	0,0180	1° 2′	1395 „	$4,31.10^6$ „
III	$29,6.10^{-12}$ F	0,0236	1° 21′	2660 „	$4,77.10^6$ „

Weiterhin gestattet eine von M. WIEN[1]) abgeleitete Formel die durch Skineffekt hervorgerufene Widerstandserhöhung, also die Konstante a unserer Formel zu berechnen oder doch abzuschätzen. W. WIEN findet für flache Spulen aus massivem Draht, deren Durchmesser groß gegen die axiale Länge ist, für die Widerstandszunahme die Formel:

$$\varDelta W = \frac{4\pi^6 m^3 \varrho^4}{(r_1 + r_2)\sigma} \left\{1 + \frac{3r_1^2}{(r_2 + r_1)^2}\right\}^2 N^2,$$

wo m die Zahl der Windungen, ϱ den Drahtradius, $\sigma = 1700$ den spezifischen Widerstand, r_1 und r_2 den inneren und äußeren Halbmesser der Spule und N die Zahl der Perioden in einer Sekunde bedeuten. Die Formel wird abgeleitet unter Benutzung einer anderen, wonach ein Draht, der vom Strome i durchflossen ist, in einem magnetischen Felde $\mathfrak{H} = Gi$, senkrecht zu der Richtung der Kraftlinien liegend, eine mit $G^2 = \mathfrak{H}^2/i^2$ proportionale Widerstandserhöhung erfährt. Wird also der Draht vom Radius ϱ durch z Einzeldrähte vom Radius r ersetzt, die zusammen den gleichen Kupferquerschnitt haben wie der Massivdraht, so ist die Widerstandserhöhung $\varDelta W_1$ eines Einzeldrahtes zunächst z^2 mal kleiner als die des Volldrahtes, weil nach der obigen Formel $\varDelta W_1$ proportional $r^4 = \varrho^4/z^2$ ist. Da jedoch der Strom im Einzeldrahte z mal kleiner als der im Massivdraht ist, so wird die Größe G für den Einzeldraht bei gleichbleibendem Felde z mal größer und damit $\varDelta W_1$ auch z^2 mal größer. Dieser Einfluß kompensiert die Verkleinerung der Zunahme infolge der Verkleinerung des Radius, d. h. die absolute Widerstandszunahme des Volldrahtes vom Radius ϱ und des Einzeldrahtes der Litze vom gleichen Kupferquerschnitt ist die gleiche. Die Widerstandszunahme $\varDelta W_L$ der Litzenspule mit z parallelen Einzeldrähten wird also z mal kleiner als die der entsprechenden Volldrahtspule:

$$\varDelta W_L = \varDelta W / z.$$

Nach dieser Formel wurde für die verschiedenen Spulen die Größe $\varDelta W_L/\omega^2$ berechnet und in Tabelle 9 dem entsprechenden Werte der Konstanten a der oben gefundenen Interpolationsformel gegenübergestellt.

---

[1]) M. WIEN, Ann. d. Phys. (4) 14, 1, 1904.

Tabelle 9.

Spule	a aus Tabelle 7	$\Delta W_L/\omega^2$	Zahl der gerissenen Drähte
I	$1{,}90 \cdot 10^{-10}$	$1{,}7 \cdot 10^{-10}$	4 von 25
II	$5{,}0 \cdot 10^{-12}$	$5{,}4 \cdot 10^{-12}$	32 von 108
III	$1{,}00 \cdot 10^{-12}$	$0{,}62 \cdot 10^{-12}$	9 von 108
IV	$2{,}44 \cdot 10^{-13}$	$1{,}8 \cdot 10^{-13}$	9 von 100

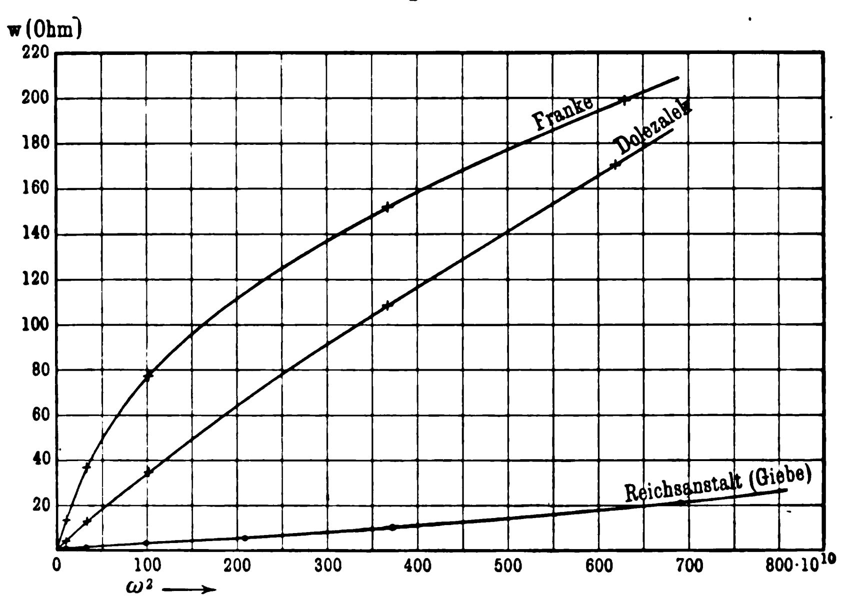
Wie schon gesagt, kann es sich hierbei entsprechend der Ableitung der Formeln nur um eine Abschätzung handeln. Hinzu kommt noch eine erhebliche Unsicherheit wegen der in den Litzen gerissenen Einzeldrähte. Ihre Zahl ist in der letzten Spalte der obigen Tabelle angegeben. Bei der größten und kleinsten Spule wurde dieselbe aus der Differenz des gemessenen und berechneten Gleichstromwiderstandes angenähert bestimmt, bei den beiden anderen Spulen jedoch direkt gemessen. Durch Einsetzen der Anzahl der nicht gerissenen Drähte in die obige Formel ergaben sich die Werte der Tabelle. Man wird erwarten können, daß diese Werte zu klein ausfallen, da bei der Rechnung vernachlässigte etwaige Verluste in den gerissenen Drähten die gemessenen Werte a vergrößern müssen. In der Tat ist bei drei der Spulen eine solche Differenz zu erkennen. Der Umstand, daß gerade bei der Spule von 10^{-2} Henry Selbstinduktion, welche die prozentisch größte Anzahl gerissener Drähte enthält, der beobachtete Wert für a sogar noch etwas kleiner ist als der abgeschätzte $\Delta W_L/\omega^2$, legt jedoch die Vermutung nahe, daß der Einfluß der gerissenen Drähte nicht sehr groß ist. Hiernach darf wohl die bemerkenswerte Übereinstimmung der beobachteten Werte a und der abgeschätzten Werte $\Delta W_L/\omega^2$ als eine Stütze für die Annahme betrachtet werden, daß das Glied $a\omega^2$ unserer Interpolationsformel die durch Skineffekt bewirkte Widerstandszunahme bestimmt.

Trotzdem die von verschiedenen Firmen gebauten Selbstinduktionsnormale schon wiederholt auch bei höheren Frequenzen bezüglich ihrer Widerstandszunahme untersucht sind [1]), wurde die hier gefundene Gesetzmäßigkeit bisher nicht beobachtet. Der

[1]) Zum Beispiel W. Lulofs, Diss. d. Techn. Hochschule, Braunschweig 1906.

Grund hierfür ist darin zu suchen, daß bei jenen technischen Normalen die durch Skineffekt bedingte Widerstandszunahme beträchtlich größer ist als bei den hier untersuchten und daß daher die hier als dielektrische Verluste gedeuteten fast ganz zurücktreten. Um einen direkten Vergleich solcher Spulen mit den hier untersuchten zu ermöglichen, wurde noch an zwei derselben in dem hier gewählten Frequenzbereich die Widerstandszunahme in der beschriebenen Weise gemessen. Beide Spulen hatten einen Selbstinduktionskoeffizienten gleich 10^6 cm und waren auf

Fig. 4.



Serpentinkerne gewickelt. Die eine, seinerzeit von RUDOLF FRANKE in Hannover bezogen, bestand aus fünf Einzeldrähten von 0,5 mm Durchmesser, die andere war in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt aus Dolezalek-Litze (100 Einzeldrähte von 0,1 mm Durchmesser) der Firma SIEMENS & HALSKE hergestellt. Die Tabellen 10 und 11 enthalten die Ergebnisse der Messungen. Fig. 4 zeigt die Größe $w = \frac{w'}{(1+\gamma/C)^2}$ in ihrer Abhängigkeit von ω^2.

Zum Vergleich sind hier auch die früher für das Normal der Reichsanstalt erhaltenen Werte eingetragen.

Tabelle 10.

Spule von R. Franke $\gamma = 63 . 10^{-12}$ F. $w_0 = 0,39$ Ohm.

ω	$C\ 10^{-12}$ F	$(1 + \gamma/C)^2$	w' Ohm	w
$3,19 . 10^5$	10030	1,01	13,15	13,03
$5,80 . 10^5$	3031	$1,04_3$	38,0	36,4
$10,1 . 10^5$	1010	1,13	87,3	77,2
$19,2 . 10^5$	231	1,62	245	152
$25,1 . 10^5$	107,7	2,51	499	199

Tabelle 11.

Spule aus Dolezalek-Litze $\gamma = 65 . 10^{-12}$ F. $w_0 = 0,44$ Ohm.

ω	$C\ (10^{-22}$ F)	$(1 + \gamma/C)^2$	w' Ohm	w
$3,15 . 10^5$	10030	$1,01_3$	4,02	3,97
$5,80 . 10^5$	2879	$1,05_2$	13,1	12,4
$10,03 . 10^5$	939	$1,14_2$	39,0	34,2
$19,2 . 10^5$	208,1	1,72	185,7	108
$24,9 . 10^5$	101,2	2,70	458	170

Hiernach ist in der Tat die Widerstandszunahme der technischen Normale von anderer Größenordnung als diejenige der oben untersuchten, von Giebe gebauten Spulen. Der Versuch zeigt deutlich, wie weitgehend eine gute Unterteilung der Litzen sowie Verdrillung und Isolierung der Einzeldrähte auch in dem hier untersuchten Frequenzbereich die Widerstandserhöhung herabzudrücken vermag. Die Kurven lassen ferner erkennen, daß bei den technischen Normalen die Widerstandserhöhung langsamer als ω^2 zunimmt im Gegensatz zu dem Verhalten des Normals der Reichsanstalt.

Eine neue Methode zur Erzeugung von Hochfrequenzströmen nach dem Prinzip der Stoßerregung; von Br. Glatzel.

(Erste Mitteilung.)

(Vorgetragen in der Sitzung vom 24. Juni 1910.)

(Vgl. oben S. 507.)

Von M. Wien [1]) ist nachgewiesen worden, daß man mit kurzen Funkenstrecken von 0,1 bis 0,3 mm eine sehr starke Dämpfung der im primären Oszillationskreise erzeugten Schwingungen herbeiführen kann. Ist mit einem solchen primären Kreise ein zweiter Schwingungskreis gekoppelt, auf welchen die primäre Energie übertragen wird, so kann infolge des sehr schnellen Abklingens der Schwingungen im Primärkreise und der dadurch bewirkten Öffnung desselben die nach dem Kreise II übertragene Energie nicht mehr nach Kreis I zurückströmen. Es können sich nicht, wie bei längeren Luftfunkenstrecken, Schwebungen der Energie zwischen beiden Kreisen ausbilden, sondern die gesamte nach II übertragene Energie schwingt in diesem letzteren in Form einer Schwingung aus, deren Dämpfung lediglich von der Eigendämpfung dieses Kreises abhängig ist und durch entsprechenden Bau seiner Elemente außerordentlich klein erhalten werden kann. Dieses Prinzip der Wienschen sogenannten Stoßerregung von Schwingungskreisen ist seit einiger Zeit auch in der Praxis der Funkentelegraphie mit großem Erfolge verwertet worden. Hierbei hat sich dann ergeben, daß man eine Stoßerregung mit den Wienschen Löschfunkenstrecken nur bis zu einer Koppelung von maximal 20 Proz. zwischen zwei Schwingungskreisen erzielen kann. — Für die Praxis stellt diese Zahl 20 Proz. einen Durchschnittswert dar, welcher je nach Art der Antenne ein etwas verschiedener ist. — Geht man über diesen Koppelungswert hinaus, so zeigt sich, daß in den beiden Kreisen außer der Eigenschwingung des Kreises II auch die beiden Koppelungswellen auftreten, und zwar um so stärker, je enger die Koppelung ist. Reine Stoßerregung kann

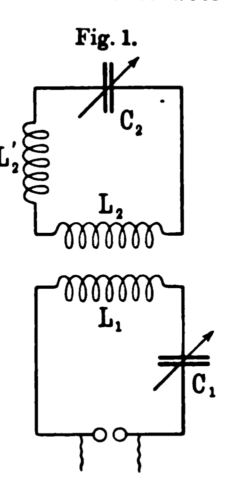
---

[1]) M. Wien, Phys. ZS. 7, 871, 1906; Ann. d. Phys. (4) 25, 625, 1908.

also bei Koppelungen über 20 Proz. mit der WIENschen Funkenstrecke, wie sie z. B. die Telefunken-Gesellschaft ausführt, nicht erzielt werden. Ähnlich, jedoch günstiger hinsichtlich der Koppelung liegen die Verhältnisse bei den Gleichstromfunkenstrecken mit Papierzwischenlagen nach v. LEPEL, welcher wohl als Erster den Wert derartiger Funkenstrecken[1]) für die praktische Radiotelegraphie erkannt hat.

Die durch Verwendung derartiger Löschfunkenstrecken erzielte Steigerung der günstigsten Koppelung auf etwa 20 Proz. bedeutet nun gegenüber der früher bei gewöhnlichen Luftfunkenstrecken anwendbaren günstigsten Koppelung von etwa 4 Proz. schon einen beträchtlichen Fortschritt. Gleichwohl wäre es aber wünschenswert, Funkenstrecken für Stoßerregung zu haben, welche wesentlich höhere Koppelungen zulassen, ohne in ihrer Wirkungsweise Einbuße zu erleiden. Den Vorteil, welchen man durch eine solche Steigerung der Koppelung erreicht, kann man sich wenigstens angenähert durch folgende allgemeine Betrachtungen klarmachen, welche für den Fall der idealen Stoßerregung gelten, d. h. dann, wenn die durch den Funken hervorgerufene Dämpfung δ_1 im Primärkreise so groß ist, daß ihr Einfluß auf δ_2 auch bei engster Koppelung gleich Null gesetzt werden kann. Für die beiden Schwingungskreise möge die in Fig. 1 dargestellte Anordnung verwirklicht gedacht werden. L_1 sei so mit L_2 verbunden, etwa durch geeignete Anordnung der Wickelung, daß sämtliche Kraftlinien des Primärkreises durch die Koppelungsselbstinduktion L_2 des Sekundärkreises hindurch gehen, d. i. eine Anordnung, welche etwa als streuungsfreier Transformator bezeichnet werden kann. L_1 möge dabei so groß gewählt sein, daß die übrige Selbstinduktion des Primärkreises dagegen vernachlässigt werden darf. Man kann dann, ohne an der Kraftlinienübertragung zwischen beiden Kreisen etwas zu ver-

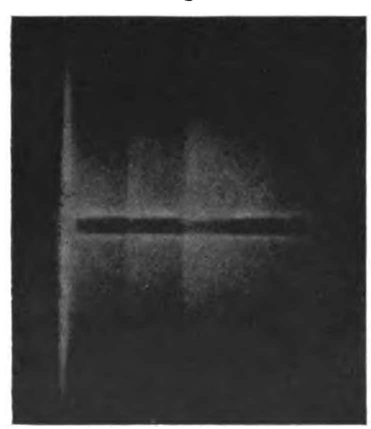
Fig. 1.



[1]) Inzwischen ist eine Arbeit von H. REIN, Phys. ZS. 2, 591, 1910 erschienen, in welcher recht günstige Resultate mit Gleichstromfunkenstrecken, insbesondere für Tonsender mitgeteilt werden.

ändern, die als Koppelungskoeffizient[1]) der beiden Schwingungskreise definierte Größe $k = \frac{M}{\sqrt{L_1 . (L_2 + L'_2)}}$ dadurch von großen bis zu kleinen Werten ändern, daß man im Kreise II eine kleinere oder größere Selbstinduktion L'_2, Streuselbstinduktion, zuschaltet. Bei dieser Anordnung wird trotz des variablen Koppelungskoeffizienten stets die gesamte Energie des Primärkreises auf den Sekundärkreis übertragen. Dabei ist die wirksame ladende Selbstinduktion für den Kreis II L_2. Die von L_2 gelieferte Ladespannung, welche bei der angenommenen Anordnung eine Konstante ist, ladet C_2 auf. Bei konstantem C_2 ist die hierfür erforderliche Zeit, d. h. die Zeit für die Umsetzung von magnetischer in elektrische Energie um so größer, je größer $L_2 + L'_2$ ist. Die Aufladung und damit die Energieentziehung aus Kreis I erfolgt also bei loserer Koppelung langsamer, in einer größeren Zeit als bei enger Koppelung. Steht in Kreis I nur eine bestimmte begrenzte Energiemenge zur Verfügung, so wird diese Energie bei enger Koppelung in kürzerer Zeit umgesetzt, d. h. mit größerer dämpfender Wirkung auf Kreis I als bei loser Koppelung. Zusammengefaßt ergeben vorstehende Betrachtungen: Die gesamte vom Kreise I auf den Kreis II übertragene Energie ist bei der obigen theoretischen Anordnung und bei idealer Stoßerregung unabhängig von der Koppelung; dagegen ist die pro Periode übertragene Energie um so größer, je enger die Koppelung gewählt werden kann. Eine Verengerung der Koppelung hat nun aber nur dann einen Wert, wenn die Energielieferung aus Kreis I, d. h. also die Zahl der Stöße in I, schnell genug aufeinander

Fig. 2.

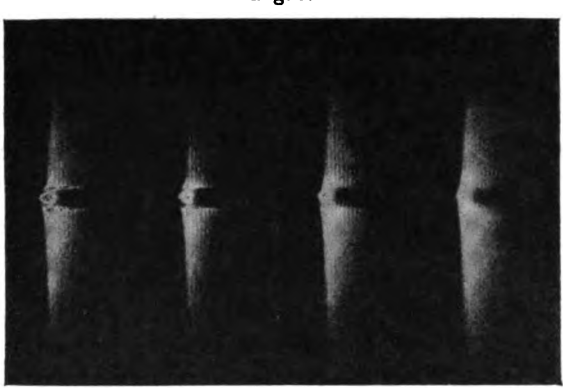


[1]) Es dürfte zweckmäßig sein, für Kreise mit Stoßerregung zu einer anderen Definition von k überzugehen.

folgen, so daß schon wieder ein neuer Stoß einsetzt, kurz bevor oder gerade wenn die Schwingung in II abgelaufen ist, was sich bei hoher Stoßzahl und geringer Dämpfung im Kreise II erreichen läßt. Man erhält dann, wie es z. B. Fig. 2 zeigt [1]), unmittelbar ineinander übergreifende Schwingungskomplexe, welche einem kontinuierlichen Schwingungsvorgange nahekommen. Eine derartige Anordnung wird stets dann zu wählen sein, wenn man die von Funken erzeugten Schwingungen für Telephoniezwecke benutzen will, wie dies z. B. Majorana [2]) mit anscheinend recht guten praktischen Erfolgen getan hat. Je besser hierbei die Stoßerregung mit der zur Verfügung stehenden Funken-



Fig. 3.



strecke ist, um so eher wird man die Zahl der Stöße in der gewünschten Weise erhöhen können. Dabei ist für eine gegebene Dämpfung des Sekundärkreises die Koppelung auf den günstigsten Wert entsprechend der jeweiligen Funkenfolge im Primärkreise und der Güte der Stoßerregung einzuregulieren. Für telegraphische Zwecke dagegen ist es vorteilhafter, nicht ineinander übergreifende, sondern scharf voneinander getrennte Entladegruppen herzustellen, welche in genau gleichen Abständen einander folgen (Fig. 3), um in den Empfangsapparaten einen bestimmten reinen Ton zu erhalten. Für beide Fälle, Funken-

[1]) Sämtliche Schwingungsaufnahmen sind mit einem Gehrcke-Diesselhorstschen Glimmlichtoszillographen in der Ausführung von H. Boas, Berlin, hergestellt.

[2]) Quirino Majorana, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 2, 347, 1909.

telephonie und Funkentelegraphie, ist es dabei wünschenswert, Funkenstrecken zu haben, welche hinsichtlich des Maximalwertes der Koppelung keine oder doch nur möglichst geringe Beschränkung bieten. Die in dieser Mitteilung beschriebenen Anordnungen gestatten eine Erhöhung des Maximalwertes der Koppelung von etwa 20 Proz. auf etwa 50 Proz.

Bei den WIENschen Löschfunkenstrecken ist man, um eine möglichst große Funkendämpfung zu erhalten, von dem Gesichtspunkte ausgegangen, die durch die Entladung in der Funkenstrecke erzeugten leitenden Ionen möglichst schnell zu entfernen. Als ein hierfür besonders geeignetes Mittel wird starke Kühlung der Elektrodenflächen empfohlen, die entweder durch Anordnung in einem die Wärme schnell ableitenden Gase, z. B. Wasserstoff[1]), oder durch Anbringung großer Metallmassen möglichst aus Silber an den Elektroden erreicht wird, letzteres z. B. bei den Plattenfunkenstrecken der Telefunken-Gesellschaft[2]). Im Gegensatz dazu benutzt man bei den zuerst von RENDAHL für den gleichen Zweck angegebenen Quecksilberfunkenstrecken das außerordentlich schnelle Verschwinden der gebildeten Hg-Ionen unterhalb einer gewissen Elektrodentemperatur. Derartige Quecksilberfunkenstrecken wirken hinsichtlich der Stoßerregung noch günstiger als die Plattenfunkenstrecken, jedoch bieten sie in bezug auf praktische Verwendung wegen der geringen Haltbarkeit außerordentlich große Schwierigkeiten. Hierher gehört auch die kürzlich von WIEN angedeutete Methode der Löschwiderstände[3]). Es schien mir nun noch ein anderer Weg gangbar zu sein, um die Funkenstrecke schnell nichtleitend zu machen, und zwar ging ich dabei von folgenden Überlegungen aus:

Für die Möglichkeit der Schwingungserzeugung mittels Gleichstromlichtbogens ist Grundbedingung, daß der Lichtbogen eine fallende Charakteristik besitzt, d. h. daß mit steigendem Strom die Spannung sinkt. Diese Bedingung muß erfüllt sein, weil bei dieser Methode der Schwingungserzeugung der Lichtbogen bereits vorhanden ist, wenn die Entladung des Schwingungskreises durch den Lichtbogen einsetzen will. Bei einer Funkenstrecke liegen

---

[1]) ESPINOSA DE MONTEROS, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 1, 480, 1909.
[2]) ARCO, ebenda 2, 578, 1909.
[3]) M. WIEN, Phys. ZS. 11, 76, 1910.

die Verhältnisse jedoch anders. Hier sind die Schwingungen das Primäre; die Funkenentladung wird erst durch das Einsetzen der Schwingungen erzeugt. Wenn Schwingungen überhaupt nur hervorgerufen werden sollen, so wird es gleichgültig sein, ob die Charakteristik des Funkens eine fallende, konstante oder steigende ist. Hinsichtlich der Form der erzeugten Schwingungen bestehen aber wesentliche Unterschiede bei verschiedenem Verlauf der Funkencharakteristik. Bezeichnet man mit W den jeweiligen Widerstand der Funkenstrecke und mit J den in ihr fließenden Strom, so ergeben sich folgende drei Fälle:

1. W mit zunehmendem J fallend: fallende Charakteristik,
2. „ „ „ „ konstant: konstante „
3. „ „ „ „ steigend: steigende „

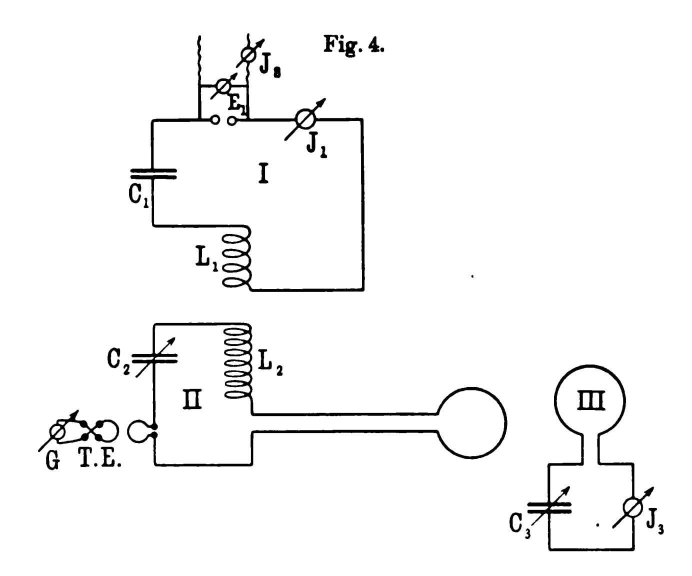
Je nach dem Verlauf der Funkencharakteristik wird man dann stärker oder schwächer gedämpfte Schwingungen im Primärkreise erhalten. Es handelte sich also zunächst darum, den Verlauf der Funkencharakteristik unter verschiedenen Verhältnissen festzustellen, um ihn dann vielleicht durch passende Anordnungen im Sinne der Stoßerregung (Fall 3) beeinflussen zu können. Die ersten Messungen wurden an Funkenstrecken, welche sich in einer Wasserstoffatmosphäre befanden, ausgeführt, einmal, weil in einer solchen an und für sich eine große Funkendämpfung [1]) zu erwarten war, dann aber auch deswegen, weil eine Abnutzung der Elektroden durch Verbrennung verhindert wird, so daß sich wesentlich konstantere Verhältnisse als in Luft ergeben müssen. Dazu kommt noch, daß die Elektrodenabstände für gleiche Spannungen größer als in Luft sind, was ebenfalls zur Erleichterung der Messungen beiträgt. Bei einzelnen Metallen, insbesondere beim Platin und Palladium, wurden sie allerdings wieder etwas durch die starke Zerstäubung der Metalle beeinträchtigt. Als recht geeignet erwiesen sich Gold, Silber und die Elemente der Eisengruppe, von denen Nickel, Eisen, Chrom und Kobalt keine merkbare Zerstäubung und infolgedessen auch gute Meßresultate aufwiesen.

Fig. 4 stellt die benutzte Versuchsanordnung dar. Zur Messung der Stromstärken bzw. des Wattverbrauches wurden ungeschuntete

[1]) Espinosa de Monteros, l. c.

Hitzdrahtinstrumente von HARTMANN u. BRAUN verwendet. Das Voltmeter parallel zur Funkenstrecke war ein geeichtes BRAUNsches Elektrometer. Die Selbstinduktion L_2 war innerhalb von L_1 verschiebbar angeordnet, so daß je nach dem gegenseitigen Abstande Koppelungen von sehr geringen Werten bis zu etwa 60 Proz. hergestellt werden konnten [1]). Die dem Schwingungskreis I zugeführte Energie A konnte mit Hilfe eines in den Primärkreis des Induktors eingeschalteten Präzisionswattmeters von SIEMENS und HALSKE als Differenz zweier Leistungen A und A' gemessen werden.

Fig. 4.



Dabei stellt A die primär vom Induktor aufgenommene Leistung dar, wenn an die sekundäre Wickelung der Schwingungskreis I angeschlossen,. und A' die gleiche Größe, wenn Kreis I abgeschaltet war. Bei dieser Art der Messung erhält man allerdings $A = A - A'$ etwas zu groß infolge des in die Messung eingehenden Wirkungsgrades des Induktors, jedoch war dieser Fehler für die vorliegenden Untersuchungen ohne wesentlichen Einfluß,

[1]) Die Größe der Koppelung wurde aus der Lage der beiden Partialwellen, welche beim Betrieb der Anordnung mit einer gewöhnlichen Luftfunkenstrecke entstehen, ermittelt.

da es sich nicht um genaue absolute Wirkungsgradmessungen handelte, sondern mehr um die Ermittelung von Relativwerten.

Der Kreis II konnte mittels des variablen Ölkondensators C_2 auf Kreis I abgestimmt werden, während Kreis III mit Hilfe des variablen Luftkondensators C_3 stets genau auf die jeweilige Eigenschwingung des Kreises II eingestellt war. Die Energie A_2 im Kreise II wurde mit einem induktiv gekoppelten Thermoelement nebst Spiegelgalvanometer gemessen, die Energie A_3 im Kreise III durch ein direkt eingeschaltetes Hitzdrahtwattmeter von Hartmann und Braun. An den Koppelungen der einzelnen Elemente mit den zugehörigen Schwingungskreisen und des Kreises II mit III wurde bei den Vergleichsversuchen für die einzelnen Metalle nichts geändert, so daß die erhaltenen Relativwerte ohne weiteres miteinander vergleichbar waren. Das Verhältnis von A_3 zu A_2 war ein Maß für die Güte der Stoßerregung, A_3 zu A_1 ein solches für den Gesamtwirkungsgrad der Anordnung selbstverständlich nur in Relativwerten. Der höchst vorkommende Wert von A_3 zu A_2 wurde dabei willkürlich gleich 100 gesetzt.

Wenn nun auch die Stoßerregung bei den untersuchten Funkenstrecken unter den später beschriebenen Versuchsbedingungen eine sehr günstige war, so kann man sie doch noch nicht als eine vollkommen ideale bezeichnen. Die Folge davon war, daß es für die Energieübertragung von Kreis I nach II immer noch eine günstigste Koppelung gab, welche allerdings ziemlich hoch bei 30 bis 40 Proz. lag. Auf diesen günstigsten Wert wurde dann bei allen Versuchen die Koppelung einreguliert.

Zunächst wurde die Erscheinung des Wechselstromlichtbogens in Wasserstoff für drahtförmige Nickelelektroden von 2 mm und von 1 mm Durchmesser ohne angeschlossenen Schwingungskreis in Abhängigkeit von der Sekundärstromstärke J_S des Induktors untersucht. Diese an sich bekannte Entladungserscheinung hat anfangs das Aussehen eines rötlichen Lichtbogens. Steigert man dann die Stromstärke J_S, so wird der Lichtbogen immer schmaler und schmaler, während sich die Elektroden mit einem rötlichen Glimmlicht überziehen. Von einer gewissen Stromstärke ab verschwindet der Lichtbogen vollkommen; es ist zwischen den Elektroden keinerlei Entladung mehr zu beobachten, der Zwischenraum ist vollkommen dunkel, während die Elektroden mit einer

*

Glimmlichthülle überzogen sind. Schaltet man nun parallel zur Funkenstrecke ein aus Selbstinduktion und Kapazität gebildetes schwingungsfähiges System, so erhält man eine wesentlich andere Entladungserscheinung. Längs der Elektroden laufen lange Gleitfunken entlang, welche mit steigenden Stromstärken immer zahlreicher und länger werden (Fig. 5). Bei weiterer Erhöhung der Stromstärke setzt dann an den Elektroden eine Glimmentladung ein, welche die Drähte mit einem rötlichen bis bläulichen Glimmlicht überzieht, durch welches einzelne rötliche Gleitfunken hindurchlaufen. Bei noch größerer Stromstärke hören die Gleitfunken ganz auf; es ist nur noch Glimmlicht vorhanden; zwischen den Elektroden bildet sich eine Art dunkler Raum aus, und zwar je nach der Natur des Metalles und dem Elektrodenabstand bei verschiedenen Stromstärken J_S. Die Gleitfunkenerscheinung erhält man bei den verschiedenen Metallen verschieden stark. Bei einzelnen, wie z. B. beim Aluminium und Magnesium, ist sie nicht zu beobachten. Hier spielt sich auch bei starkem Strom J_S der Entladungsvorgang lediglich zwischen und nicht an den Elektroden ab.

Fig. 5.



Je nach der Art der oben beschriebenen Entladungserscheinung ändert sich nun auch der Verlauf der in dem Kapazitätskreise erzeugten Schwingungen. Solange der Funken zwischen den Elektroden überspringt oder sich in Form einer an den Elektroden entlang gleitenden Entladung ausbildet, ist er imstande, Schwingungen zu erzeugen bzw. zu unterhalten. Er ist aktiv. In dem Augenblick aber, wo die Entladungserscheinung vollkommen in das Glimmlicht übergegangen ist, hört jegliche Schwingungserzeugung auf. Das Einsetzen dieser reinen Glimmentladung und damit das Aufhören der Oszillationen ist dabei von einer

ganz bestimmten Stromstärke im Sekundärkreise des Induktors — man kann sie auch als Kurzschlußstromstärke in der Sekundärwickelung bezeichnen — abhängig. Erst von einem ganz bestimmten Werte J_S an setzen die Oszillationen aus. Unterhalb dieses Grenzwertes erhält man Oszillationen. Diese Erscheinung läßt sich, wie im folgenden gezeigt werden soll, zur Herstellung guter Stoßerregungsfunkenstrecken verwerten.

Für Gasentladungsstrecken unter Atmosphärendruck liegen für den Betrieb mit Gleichstrom bereits eine Anzahl von Arbeiten[1]) vor, in denen die verschiedenen Entladungsformen, Glimmlicht und Lichtbogen, eingehend behandelt werden, zum Teil auch mit Rücksicht auf die Möglichkeit einer Schwingungserzeugung. Die hierbei obwaltenden komplizierten Verhältnisse lassen sich an der Hand der sogenannten Charakteristiken der Entladestrecken am leichtesten übersehen und behandeln, wie dies zuerst von Kaufmann und Simon geschehen ist. Da ich zurzeit noch damit beschäftigt bin, für die von mir untersuchten Funkenstrecken die genauen Charakteristiken mit der Braunschen Röhre aufzunehmen, so möchte ich die aus dieser Behandlungsweise sich ergebenden Resultate erst mitteilen, wenn mir das vollständige Versuchsmaterial vorliegt. Für den Zweck dieser Mitteilung genügt zunächst die oben geschilderte Erscheinung, daß bei einer bestimmten Größe von J_S in der Funkenstrecke das reine Glimmlicht einsetzt und dann die Oszillationen vernichtet werden. Hierbei dürfte weniger der Strom J_S selbst als vielmehr seine sekundären Wirkungen, nämlich die durch ihn hervorgerufene Temperaturerhöhung der Elektroden und die Beeinflussung des Widerstandes der Funkenstrecke maßgebend sein. Überschreitet die Temperatur bzw. unterschreitet der Widerstand einen gewissen Wert, so schlägt die Entladung in das reine Glimmlicht um. Ist der Strom J_S so einreguliert, daß sich die Funkenstrecke nahe dem Umschlagspunkt befindet, so wird schon die im Augenblick des Einsetzens der oszillierenden Entladung auftretende Temperaturerhöhung bzw. Widerstandsänderung sofort den Umschlag ins Glimmlicht und damit ein Vernichten der Oszillationen zur Folge haben. Bei kleinerem J_S wird erst einige

[1]) W. Kaufmann, Ann. d. Phys. (4) 2, 158—178, 1900; Cady u. Arnold, Phys. ZS. 8, 890, 1907; Cady u. Vinal, ebenda 10, 569, 623, 1909.



Zeit vergehen, bis die Oszillationsstromstärke die erforderliche Änderung in der Funkenstrecke hervorgebracht hat. Je kleiner J_S ist, um so länger wird es dauern, bis der Umschlag erfolgt. Für den Ablauf der Schwingungen im Primärkreise bedeutet dies, daß bei kleinem J_S eine größere Anzahl Oszillationen auftreten, während mit steigendem J_S die Zahl immer kleiner wird, bis kurz vor dem kritischen Wert von J_S keine Oszillationen mehr vorhanden sind, d. h. also reine Stoßwirkung vorhanden ist. Die vorstehenden Betrachtungen gelten sowohl für Gleichstrom wie auch für Wechselstrom, wobei man letzteren als einen variablen Gleichstrom auffassen kann. Fig. 6 gibt ein schematisches Bild der sich auf Grund obiger Anschauungen bei Betrieb mit Wechselstrom in der Funkenstrecke abspielenden Vorgänge, welche an der Hand der Fig. 6 nochmals kurz erläutert werden sollen. Den einzelnen Momentanwerten 1, 2, 3, 4 des Ladewechselstromes entsprechen in der Funkenstrecke vier verschieden starke Glimmlichtstromstärken, und zwar möge bei 4 der kritische Umschlagspunkt bereits überschritten sein. Wenn nun die oszillierende Entladung der Kondensatoren einsetzt, so wird die Dauer der Partialentladung in 1 am längsten und in 3 am kürzesten sein, während in 4 sich überhaupt keine Oszillationen mehr ausbilden können; die Stoßerregung wird also von 1 nach 3 immer besser.

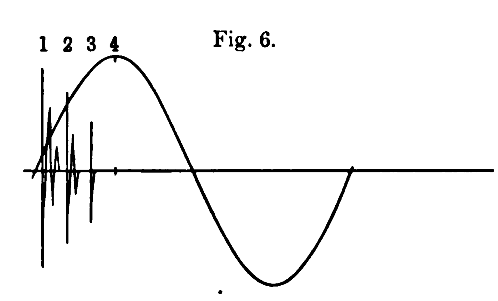


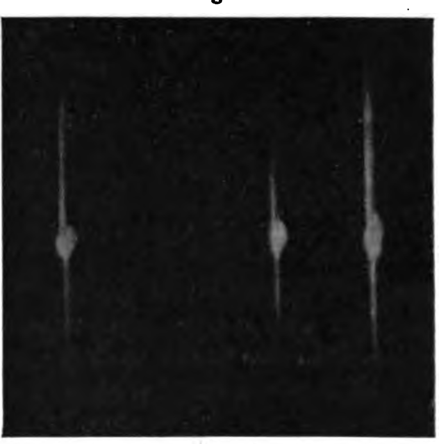
Fig. 6.

Je günstiger nun die Stoßerregung ist, um so mehr Energie wird aber dem Kreise I, sofern die Koppelung sehr eng gewählt ist (etwa 50 Proz.), entzogen, da mit reiner werdender Stoßerregung der jeweils günstigste Wert der Koppelung sich immer mehr dem eingestellten nähert. Es werden infolgedessen auch die Amplituden der Schwingungen von 1 bis 3 entsprechend der gesteigerten Energieentziehung abnehmen müssen.

Um diese Anschauung möglichst einwandfrei prüfen zu können, benutzte ich einen Glimmlichtoszillographen und stellte die

Funkenstrecke so ein, daß während einer Viertelperiode des Induktorwechselstromes mehrere (3) Partialentladungen auftraten. Gleichzeitig wurde mit Kreis I sehr eng ein zweiter Kreis gekoppelt. Fig. 7 stellt die erhaltene Glimmlichtaufnahme dar, wobei zu bemerken ist, daß man infolge der ganzen Anordnung

Fig. 7.



← $^1/_{3000}$ Sek. → $^1/_4$ Periode = $^1/_{2000}$ Sek.

des Oszillographen nur durch einen Zufall gerade 3 zusammengehörige Aufnahmen auf einer Platte erhalten kann. Viele andere Aufnahmen zeigten wohl auch einzelne Teile der Erscheinung [1]), jedoch nicht alles in gleich günstiger Weise. Leider bietet die graphische Reproduktion derartiger Glimmlichtaufnahmen gewisse Schwierigkeiten, so daß die Erscheinung in der Fig. 7 nicht so gut herauskommt wie auf der Originalplatte. Das Zeitintervall $^1/_{3000}$ Sek. innerhalb dessen sich die drei Partialentladungen auf der Platte abspielen, ist aus der Umdrehungszahl des Oszillographenmotors berechnet. Gleichzeitig ist die Zeit für eine Viertel-

Fig. 8.

Krit. Wert

[1]) Vgl. auch Fig. 10.

periode des ladenden Wechselstromes $^1/_{2000}$ Sek. angegeben. Diese Aufnahme bestätigt durchaus den oben abgeleiteten Verlauf der Entladungserscheinung.

Will man nun dauernd gleichmäßig gute Stoßerregung erzielen, so wird es sich nach den obigen Ausführungen empfehlen,

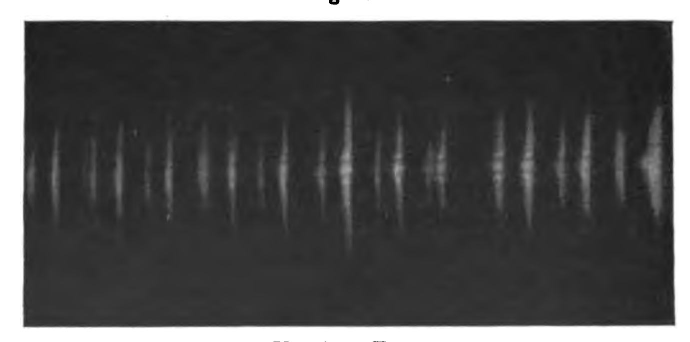
Fig. 9.



Reiner Ton.

einen Wechselstrom von der in Fig. 8 gekennzeichneten Kurvenform anzuwenden, und zwar ist der Maximalwert des Wechselstromes so zu wählen, daß er etwas unterhalb der kritischen Glimmlichtstromstärke J_S liegt. Bei einer derartigen Anordnung könnte

Fig. 10.

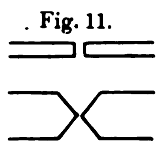


Unreiner Ton.

man dann auch mit den erzeugten schwach gedämpften Wellen durch die in gleichen Zeitabständen aufeinander folgenden gleich starken Partialentladungen (Fig. 8) einen guten Ton in den Empfangsapparaten herstellen, wie er unter anderen z. B. auch von der Telefunken-Gesellschaft bei ihren Stationen benutzt wird. Hat der Wechselstrom nicht die angegebene Kurvenform, so wird

man zweckmäßiger den Ton nur durch eine Partialentladung pro Halbperiode [1]) und Verwendung von hochperiodischem Wechselstrom, 500 bis 600 Perioden, erzeugen. Ist dann der Maximalwert des Wechselstromes gerade auf den kritischen Wert der Glimmlichtstromstärke und die Zahl der Partialentladungen auf 1 pro Halbperiode einreguliert, so erhält man Schwingungen mit reinem Ton und reiner Stoßerregung. Fig. 9, welche ebenfalls mit dem Glimmlichtoszillographen und Wasserstoff-Funkenstrecke bei etwa 40 Proz. Koppelung aufgenommen ist unter Benutzung einer Wechselstrommaschine von 600 Perioden, stellt den Fall eines reinen, Fig. 10 den eines unreinen Tones infolge mehrerer Partialentladungen pro Periode dar. Bei all diesen Versuchen wurden teils drahtförmige, teils plattenförmige Elektroden benutzt (Fig. 11). Die Elektrodenformen sind hierbei insofern von Bedeutung, als sie die Ausbildung von Glimmlicht möglichst begünstigen müssen. Bei einander gegenüberstehenden Platten, wie sie z. B. die Telefunken-Gesellschaft anwendet, war die Erscheinung kaum zu erwarten, um so mehr dagegen bei drahtförmigen Elektroden, und daher wurden auch zunächst nur solche bei den weiteren Versuchen verwendet.

Fig. 11.



Nachstehend sollen nun in Ergänzung zu den Versuchen mit dem Glimmlichtoszillographen noch einige vorläufige Versuchsreihen für Nickel- und Aluminiumelektroden [2]) von 2 mm Durchmesser in Wasserstoff mitgeteilt werden, welche gleichfalls die früher über die Stoßerregung entwickelte Anschauung bestätigen und gleichzeitig noch einige Ergänzungen hinsichtlich der Abhängigkeit der kritischen Stromstärke von Funkenlänge, Kapazität und Elektrodenmaterial bieten. Gleichzeitig wird auch der ganze Verlauf der Erscheinung durch die Kurven recht anschaulich dargestellt. Dabei möchte ich aber bemerken, daß die Meßresultate hinsichtlich ihrer absoluten Werte keineswegs eine große

---

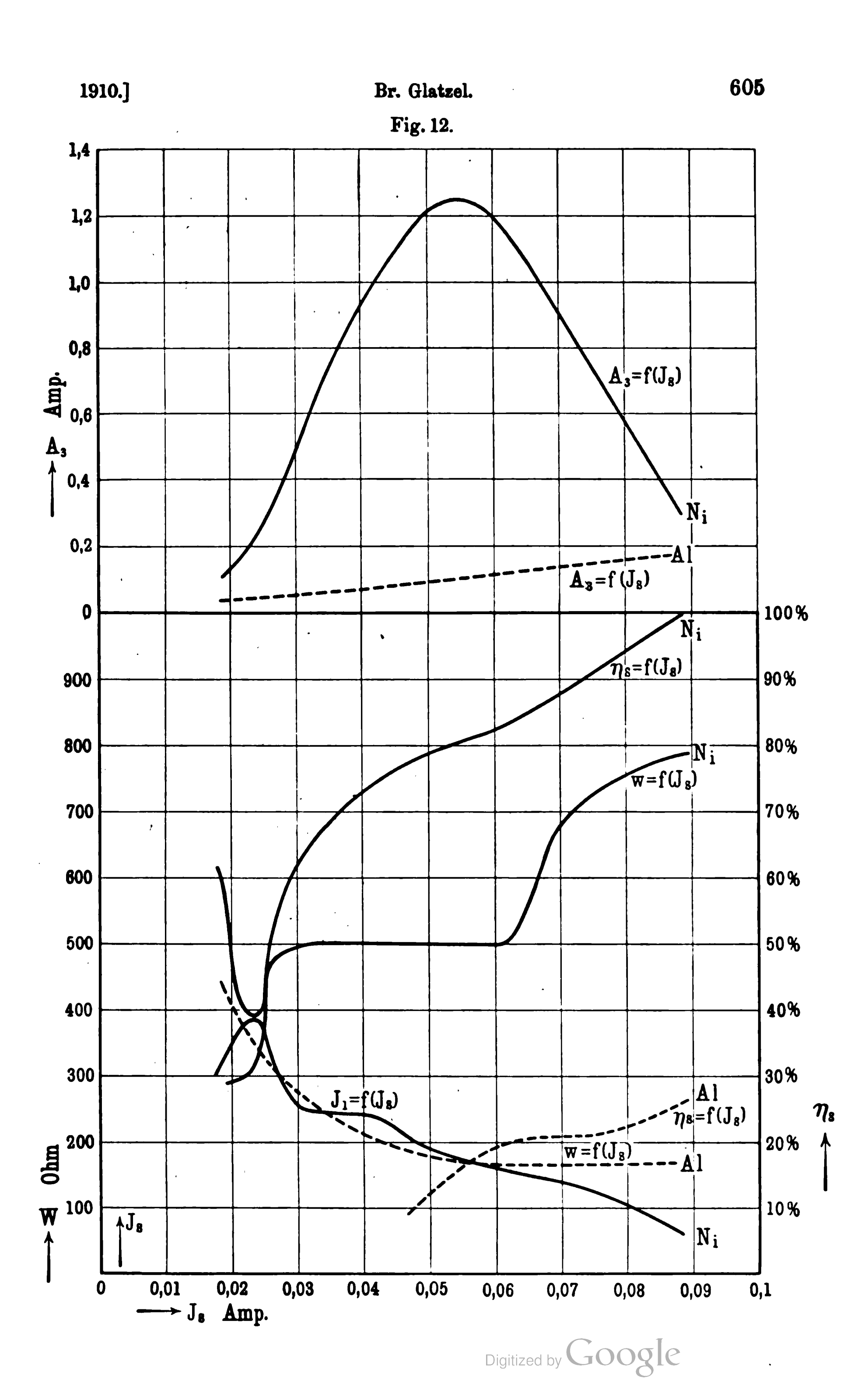
[1]) Tiefere Töne erhält man bei Verwendung eines Resonanzinduktors dadurch, daß man die Erregung der Wechselstrommaschine so einreguliert, daß sich die Sekundärspannung des Induktors immer erst nach einer gewissen Anzahl von Perioden bis zur Durchschlagsspannung der Funkenstrecke hinaufarbeitet.

[2]) Messungen an anderen Materialien und in anderen Gasen folgen in der ausführlichen Arbeit.

Genauigkeit haben, da die mir in meinen Maschinen zur Verfügung stehende Wechselstromenergie eine zu geringe war und daher infolge Überlastung der Maschinen die Meßresultate etwas unsicher wurden. Sobald die Aufstellung neuer, größerer Maschinen beendet ist, hoffe ich genauere Meßresultate mitteilen zu können. Die bisherigen Resultate genügen jedoch vollkommen, um alle gewünschten Abhängigkeiten darstellen zu können.

Beobachtet wurden J_S, Strom J_1 und Spannung E_1 an der Funkenstrecke, sowie A_2 und A_3. Es sollte ermittelt werden, wie sich der scheinbare Oszillationswiderstand der Funkenstrecke in Abhängigkeit von der Kurzschluß-Glimmlichtstromstärke J_S ändert. Die Berechnung dieses Widerstandes W aus J_1 und E_1 ist nun an und für sich unmöglich, da wohl J_1 richtig durch das Amperemeter gemessen wird, keineswegs aber E_1 den wahren Wert der Spannung an der Funkenstrecke während der Oszillationen mißt. Vielmehr zeigt das Voltmeter einen Mittelwert der Spannung während der Kondensatorladung und -entladung, d. h. bei offener Funkenstrecke und bei stromdurchflossener Funkenstrecke, an. Da nun die Aufladezeit im allgemeinen wesentlich größer ist als die Dauer der Oszillationen, so wird der gemessene Mittelwert in der Hauptsache durch die verhältnismäßig hohe Ladespannung bedingt sein, während die Spannung während der Oszillationen einen geringeren Einfluß auf den Mittelwert ausübt. Der letztere Einfluß wird um so größer sein, je höher die Zahl der Partialentladungen, d. h. je kleiner die Aufladezeiten im Verhältnis zu den Oszillationszeiten sind. Gleichwohl ist aber der Wert von E_1 immer noch gegenüber dem wahren viel zu hoch, so daß auch der aus E_1 und J_1 berechnete scheinbare Funkenwiderstand sich zu hoch ergibt. Will man nun aber lediglich einen Anhalt über den relativen Verlauf des Funkenwiderstandes bei verschiedenem J_S haben, so genügt hierfür die Ermittelung von W aus E_1 und J_1. Die Messung ergibt, wie Fig. 12 zeigt, daß zuerst W, infolge Zunahme der Zahl der Partialentladungen, abnimmt, dann wieder ansteigt, einige Zeit ungefähr konstant bleibt, um endlich wiederum beträchtlich anzusteigen. Hierbei ist nun noch zu berücksichtigen, daß mit steigendem J_S zunächst auch die Zahl der Partialentladungen erhöht wird, was zur Folge hat, daß bei kleinerem J_S die Spannung E_1 größer, bei größerem J_S kleiner gefunden wird,

Fig. 12.



1,4
1,2
1,0
0,8
0,6
0,4
0,2
0
A3 Amp.
A3=f(J8)
Ni
Al
A3=f (J8)
900
800
700
600
500
400
300
200
100
W Ohm
100%
90%
80%
70%
60%
50%
40%
30%
20%
10%
η8
Ni
η8=f(J8)
Ni
w=f(J8)
J1=f(J8)
Al
η8=f(J8)
w=f(J8)
Al
Ni
J8
0
0,01
0,02
0,03
0,04
0,05
0,06
0,07
0,08
0,09
0,1
J8 Amp.

als wenn die Zahl der Partialentladungen konstant bliebe. In Wirklichkeit würde also bei gleicher Zahl von Partialentladungen W mit steigendem J_S noch mehr ansteigen, als es die Messungen und Fig. 12 angeben. Aus dem Verlauf der Widerstandskurve für Ni folgt also, daß mit wachsendem J_S der scheinbare Widerstand der Funkenstrecke allmählich wächst und dann kurz vor dem Umschlag ins Glimmlicht, nahe dem Maximum der Stoßerregung, stark ansteigt. In der Nähe der Stelle, an welcher die Widerstandskurve den Knick aufweist, befindet sich die Funkenstrecke in einer Art labilem Zustand. Bei einzelnen Partialentladungen können sich Oszillationen ausbilden, bei anderen nicht mehr. Der Bereich dieses labilen Zustandes ist bei zu enger Koppelung sehr eng, dagegen bei richtiger Wahl der Koppelung hinreichend breit, um für die Einstellung praktisch keine Schwierigkeiten zu bieten. Dabei ist ferner noch Elektrodenform und -material von Einfluß. In der Kurve für $J_1 = f(J_S)$ kommt die Art der Labilität in einem mehr und minder raschen Abfall der Stromstärke J_1 vom Maximum zu Null zum Ausdruck. Die Kurve $\eta_S = f(J_S)$, welche ein Maß für die Güte der Stoßerregung gibt, zeigt einen allmählichen Anstieg auch noch hinter der labilen Zone. Dies hat seinen Grund darin, daß bei dieser Messung nicht mit einer Partialentladung pro Periode, sondern mit mehreren gearbeitet wurde. Diese haben aber nach den früheren Ausführungen eine verschiedene Güte in bezug auf Stoßerregung. Je mehr nun J_S gesteigert wird, um so mehr von den schlechteren Partialentladungen werden ausgeschieden, so daß die Stoßerregung scheinbar immer besser und besser wird. Der gefundene Verlauf der Kurve rührt also daher, daß man bei dieser Versuchsanordnung immer das Mittel aus einer größeren oder kleineren Zahl guter bzw. schlechter Partialentladungen erhält.

Aus diesen Ausführungen ergibt sich, daß unter Berücksichtigung aller Mängel der benutzten Meßmethode man jedenfalls hinsichtlich des relativen Verlaufes der einzelnen Schwingungscharakteristika berechtigt ist, die erhaltenen Resultate als beweiskräftig anzusehen. Allerdings könnte man ja vielleicht daran denken, den Hauptmangel der Methode, welcher in der Spannungsmessung an der Funkenstrecke liegt, dadurch zu beseitigen, daß man hintereinander mit der zu untersuchenden eine Hilfsfunken-

strecke schaltet und dann das Voltmeter nur parallel zur Hauptfunkenstrecke legt. Dies hat aber erstens den großen Nachteil, daß man durch Einschaltung einer zweiten Funkenstrecke die Verhältnisse im Schwingungskreise unnötig verändert, und zweitens erreicht man den gewünschten Zweck nur zum sehr geringen Teil, weil die Hilfsfunkenstrecke für das statische Voltmeter infolge schwacher Ionisation nur unvollkommen isolierend wirkt, so daß das Elektrometer gleichwohl auch während der Aufladung der Kapazitäten Spannung anzeigt. Aus diesem Grunde verzichtete ich zunächst darauf, eine derartige Meßanordnung zu verwenden, um so mehr, als die gewünschte Bestätigung der oben entwickelten Anschauungen in sicherer Weise bereits durch die oszillographischen Aufnahmen erbracht war.

Im Gegensatz zu dem Verlauf der Ni-Charakteristik (Fig. 12) ist die für Al-Elektroden wesentlich anders. Al besitzt, wenigstens innerhalb des untersuchten Bereiches, lediglich eine fallende Charakteristik. Dementsprechend war auch eine nur sehr schlechte Stoßerregung zu beobachten. Es sind eben hier die Bedingungen für die Ausbildung des erforderlichen Glimmlichtes nicht gegeben. Allerdings kann man vielleicht die Vermutung aussprechen, daß bei weiterer Steigerung von J_S auch bei Al der Verlauf der Widerstandscharakteristik ein ähnlicher sein wird wie bei Ni-Elektroden, jedoch konnte ich mit den mir augenblicklich zur Verfügung stehenden Apparateanordnungen in diesen Bereich nicht hineinkommen. Eine Andeutung dafür, daß sich bei weiterer Steigerung von J_S auch die Al-Charakteristik steigenden Werten nähert, ist aber auch wohl schon aus dem bisher beobachteten Teil der Charakteristik zu entnehmen.

Ähnlich wie Al verhalten sich Cd und Mg. Auch bei diesen kann man Stoßerregung lediglich durch das Einbetten in Wasserstoff nicht herbeiführen.

Diese Versuche beweisen, daß bei Wasserstoff-Funkenstrecken die kühlende Wirkung des Gases allein keineswegs zur Erzielung der Löschwirkung genügt; im Gegenteil scheint mir die Wärmeleitfähigkeit des Gases eine ziemlich untergeordnete Rolle zu spielen, ebenso wie auch die verschiedene Wärmeleitfähigkeit der einzelnen Elektrodenmetalle. Ich glaube vielmehr aus meinen

bisherigen Versuchen folgern zu müssen, daß die beobachtete günstige Wirkung des Wasserstoffs eine ganz andere Ursache hat. Bei den Löschfunkenstrecken handelt es sich doch darum, die Bildung von Metallionen möglichst herabzudrücken, oder aber die gebildeten möglichst schnell wieder zu beseitigen. Dies letztere scheint mir bei Einbettung der Funkenstrecke in eine Wasserstoffatmosphäre in der Weise zu geschehen, daß die Metallionen sofort nach Entstehung an den Elektroden, vielleicht in Form von Wasserstoffverbindungen, wieder gebunden werden. Für diesen Prozeß ist eine bestimmte Temperatur erforderlich und diese wird bei der oben beschriebenen Betriebsanordnung der Funkenstrecke durch Einregulierung der richtigen Stromstärke J_S herbeigeführt. Der gleiche Erfolg dürfte aber wohl auch durch andere geeignete Mittel erreichbar sein. Jedenfalls zeigte sich bei den zahlreichen Versuchen, daß diejenigen Metalle, von denen bisher schon Wasserstoffverbindungen bekannt sind, wie z. B. die Metalle der Eisengruppe, auch bei verhältnismäßig schlechter Wärmeleitfähigkeit doch gute Löschwirkung geben. Welche Wirkung hierbei das auftretende Glimmlicht hat, ob es vielleicht nur eine Folgeerscheinung, bedingt durch die Bildung von Wasserstoffverbindungen, ist, soll noch durch weitere Versuche festgestellt werden. Vorläufig läßt sich jedenfalls soviel sagen, daß, wenn Glimmlicht vorhanden, auch die Löschwirkung der Funkenstrecke eine gute ist.

Wichtig war es nun, festzustellen, ob eine Abhängigkeit der Güte der Stoßerregung von der Größe der Kapazität im Primärkreise vorhanden war. Da für die Herstellung reiner Stoßerregung lediglich die Stärke des Glimmlichtstromes J_S maßgebend sein sollte, so mußte bei gleicher Länge der Funkenstrecke und verschiedenen Kapazitätswerten die kritische Stromstärke J_S unabhängig oder doch nahezu unabhängig von der Größe der Kapazität sein. Eine Erhöhung der Kapazität darf also lediglich eine Vergrößerung der Schwingungsenergie im Primärkreise zur Folge haben, ohne dabei etwas an der Güte der Stoßerregung zu ändern. Die nachstehende Tabelle gibt wiederum für Ni-Elektroden von 2 mm Durchmesser die erhaltenen Resultate. — Die äußeren Temperaturverhältnisse in der Funkenstrecke wurden bei den einzelnen Messungen möglichst konstant gehalten.

C cm	J_S	E_1	J_1	η_S	k
11 300	0,034	1050	2,5	89 Proz.	39 Proz.
3 540	0,036	1000	1,4	92 „	54 „
1 275	0,035	1100	1,0	100 „	54 „

Funkenlänge $a = 1$ mm.

Aus dieser Zusammenstellung folgt, daß tatsächlich J_S nahezu unabhängig von C_1 ist, und auch die Güte der Stoßerregung $\eta_S = A_2 : A_3$ nahezu die gleiche ist. Dieses Resultat ist insofern von Wichtigkeit, als man in der Lage ist, ohne an der Güte der Stoßerregung viel zu ändern, denjenigen Kapazitätswert im Stoßkreise zu wählen, welcher bei gegebener Antennenkapazität die günstigste Energieübertragung bzw. -ausnutzung gewährleistet. Es ist nicht erforderlich, wie bei anderen Stoßerregungsmethoden, z. B. mit der Bogenlampe[1]) (Schwingungen dritter Art), die Stoßkreiskapazität möglichst groß zu machen.

Während also bei gleicher Funkenlänge die Stromstärke J_S unabhängig von der Kapazität ist, ändert sie sich jedoch mit der Länge der Funkenstrecke, und zwar liegt der kritische Wert von J_S um so höher, je länger die Funkenstrecke ist, wie sich aus folgender Tabelle ergibt, welche die Abhängigkeit J_S von der Funkenlänge a für verschiedene Metalle angibt.

Metall	$a = 0{,}5$	$a = 1$	$a = 1{,}5$	$a = 2$
Ni	0,022	0,033	0,049	0,049
Cu	0,054	0,082	—	—
Pt	0,022	0,052	0,054	0,057
Ag	0,06	0,065	0,07	—
Fe	0,028	0,035	0,05	0,054

Werte von J_S in Ampere, a in Millimetern.

Gleichzeitig folgt aus dieser Zusammenstellung, daß die kritischen Werte von J_S je nach Art des Elektrodenmaterials ver-

[1]) ARCO, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 2, 557, 1909; H. BARKHAUSEN, Das Problem der Schwingungserzeugung, Leipzig 1907.

schieden sind, ein Unterschied, welcher wohl in der Art der gebildeten Ionen und ihrer Verbindungsfähigkeit mit Wasserstoff seine Ursache hat. Dabei ist, wie bereits erwähnt, noch zu beachten, daß einige Metalle, wie z. B. Al, Cd, Mg, sich hinsichtlich der Ausbildung des Glimmlichtes ganz anders verhalten und dementsprechend keine oder nur mangelhafte Stoßerregung geben, wenigstens innerhalb des zunächst von mir untersuchten Bereiches der Stromstärken J_S. Da infolgedessen die diesbezüglichen Versuchsresultate noch nicht vollständig sind, so möchte ich bis zum Umbau der Apparatur auf deren Mitteilung verzichten. Allgemein möchte ich jedoch bemerken, daß sich Cu, Au, Ag, Pt, Ni, Fe, und zwar etwa in der angegebenen Reihenfolge am günstigsten verhalten.

Einige Bemerkungen möchte ich ferner noch über die praktische Ausführung derartiger Wasserstoff-Funkenstrecken anfügen. Es ist natürlich für den Aufbau im allgemeinen etwas erschwerend, dauernd Wasserstoff durch die Funkenkammer hindurchzuleiten. Ich habe deswegen derartige Funkenstrecken in Glasgefäße, welche unter Atmosphärendruck mit Wasserstoff gefüllt waren, eingeschmolzen und mit diesen ebenfalls günstige Resultate erzielt. Allerdings muß in diesem Falle durch entsprechende Kühlung etwa mit Wasser, für ausreichende Abführung der entwickelten Wärmemengen gesorgt werden, da sonst die Energie inkonstant ist. Für Laboratoriums- und Meßversuche wird es sich stets empfehlen, durchströmenden Wasserstoff zu benutzen. Dabei ist es zweckmäßig, den Wasserstoffstrom nicht zu langsam und zu unregelmäßig hindurchströmen zu lassen. Beachtet man ferner noch alle Vorsichtsmaßregeln hinsichtlich Einregulierung der günstigsten Koppelung sowie des richtigen Wertes für J_S[1]), so erhält man eine auffallende Konstanz der Energie, wie ich sie bisher noch nie bei anderen Schwingungserzeugern beobachtet habe. Während 5 bis 10 Minuten schwankte das Galvanometer im Kreise II und ebenso in III kaum um $^1/_2$ Proz. Ich glaube daher, daß derartige Funkenstrecken sich gerade für Meßzwecke vorzüglich eignen dürften. Daß man bei geeigneter Dimensionierung

---

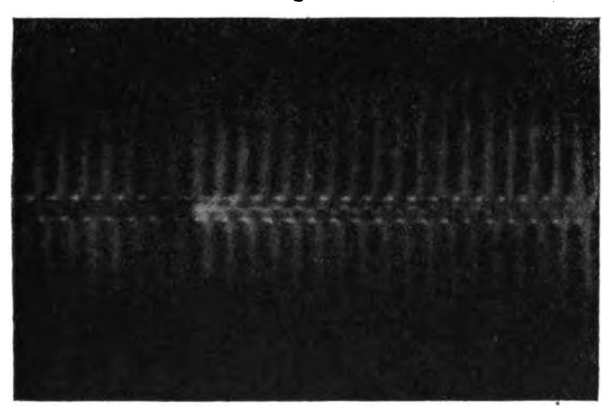
[1]) Am einfachsten ist es, den richtigen Wert von J_S dadurch herzustellen, daß man die Funkenlänge passend einreguliert.

des Kreises II mittels derartiger Funkenstrecken sehr schwach gedämpfte Wellen erhalten kann, zeigt Fig. 13.

Der Wirkungsgrad dieser Funkenstrecken ist dabei ein sehr guter und nach den bisherigen Versuchen wesentlich günstiger als bei allen anderen. Seine Erklärung findet dies in dem ganzen Prinzip der neuen Stoßerregungsfunkenstrecken. Während bei anderen Anordnungen die gesamte Funkenwärme möglichst schnell zum Zwecke einer raschen Entionisierung entfernt werden muß, ist bei den neuen Funkenstrecken dies nicht der Fall. Im Gegenteil, die Elektroden müssen auf einer



Fig. 13.



bestimmten Temperatur gehalten werden. Infolge der reineren Stoßerregung wird ferner die Energie schneller dem Primärkreise entzogen, so daß in der Funkenstrecke selbst weniger vernichtet werden muß. Die künstliche Kühlung hat bei diesen Funkenstrecken lediglich den etwa vorhandenen Überschuß an entwickelter Wärme abzuführen, so daß die Elektroden stets auf derselben Temperatur und damit in demselben Glimmlichtzustand erhalten werden.

Ähnliche Resultate wie in Wasserstoffatmosphäre erhält man im Stickstoff, wenn auch hier die Stoßerregung nicht ganz so günstig zu sein scheint wie in Wasserstoff, jedoch sind diese Versuche ebenfalls noch nicht abgeschlossen, so daß ich mir auch deren Mitteilung für später vorbehalte.

Die vorstehend geschilderten Untersuchungen wurden vor mehr als Jahresfrist im Laboratorium des Herrn Ministerialdirektors Dr. MICKE begonnen und dann später mit Mitteln, welche mir zum Teil aus der Jagorstiftung der Stadt Berlin zur Verfügung gestellt waren, fortgeführt. Es sei mir gestattet, auch an dieser Stelle Herrn Ministerialdirektor Dr. MICKE sowie dem Kuratorium der Jagorstiftung meinen verbindlichsten Dank auszusprechen.

Charlottenburg, Technische Hochschule, Februar 1910.

Über das Vorkommen freier Elektronen in chemisch trägen Gasen bei Atmosphärendruck;

von J. Franck.

(Eingegangen am 19. Juli 1910.)

Während den Edelgasen in chemischer Beziehung scheinbar eine vollkommene Ausnahmestellung den anderen Gasen gegenüber zukommt, unterscheiden sie sich in ihren elektrischen Eigenschaften nur quantitativ von ihnen. Verhältnismäßig nahe den Edelgasen steht in seinem elektrischen Verhalten der Stickstoff, schon weiter entfernt der Wasserstoff usf. Einige Analogien im Verhalten der Edelgase zu dem des Stickstoffs hauptsächlich seien hier zusammengestellt. Sowohl beim Stickstoff wie bei den Edelgasen werden ihre elektrischen Eigenschaften durch geringe Menge fremder Gase, insbesondere Sauerstoff, weitgehend verändert, während Wasserstoff eine solche Empfindlichkeit schon in viel geringerem Maße zeigt. Der Kathodenfall in reinem Stickstoff [1]) liegt viel tiefer als in mit Sauerstoff oder Wasserdampf verunreinigten. Das gleiche trifft für den Kathodenfall in den Edelgasen zu [2]). Ebenso verhält sich das Minimumpotential der Funkenentladung [3]). Die negative Spitzenentladung [4]) wächst in Stickstoff und in den Edelgasen durch weitgetriebene Reinigung der Gase ungefähr auf den 50fachen Wert bei konstanter Spannung, in Wasserstoff entsprechend weniger. Schließlich werden sowohl die Edelgase [5]) wie auch Stickstoff [6]) und, weniger ausgesprochen, Wasserstoff in ihrer spektralen Empfindlichkeit bei elektrischer Erregung hauptsächlich durch geringe Mengen Sauerstoff, aber auch durch andere Gase beeinflußt.

Ein inniger Zusammenhang mit all diesen Erscheinungen und vielleicht sogar eine Erklärung schien mir nun angedeutet, als

---

1) E. Warburg, Wied. Ann. 40, 1, 1890.
2) Z. B. s. Rottgardt. Diss. Berlin 1910.
3) R. J. Strutt, Phil. Trans. 1900, S. 377.
4) E. Warburg, Ann. d. Phys. (4) 2, 295, 1900.
5) Siehe z. B. Lewis, ebenda (4) 2, 447, 1900.
6) Siehe z. B. B. Walter, ebenda 17, 367, 1905.

sich neulich bei der Untersuchung der Ionenbeweglichkeit in Argon zeigte, daß in reinem Argon die negativen Ionen beinahe 200 mal schneller sind als die positiven Ionen, dagegen sofort auf den 150. Teil ihrer früheren Beweglichkeit herabsinken, wenn dem Argon nur 1 Proz. Sauerstoff zugemischt wird. Ich legte das damals so aus, daß im Argon die bei der Ionisation gebildeten Elektronen selbst bei Atmosphärendruck ohne Anlagerung neutraler Materie vielleicht dauernd, zum mindesten aber eine Zeitlang existieren könnten. Der Sauerstoff sollte dann dank seines elektronegativen Charakters die Elektronen äußerst schnell einfangen und zu negativen Ionen umbilden, eine Anschauung, wie sie ganz ähnlich für die Entladung in elektronegativen Dämpfen REICHENHEIM [1]) ausgesprochen hat.

Wenn aber wirklich ein Zusammenhang zwischen diesem Verhalten der negativen Elektronen und den oben beschriebenen Erscheinungen besteht, so mußte vor allem Stickstoff in etwas geringerem Maße dieselben Eigenschaften bei einer Untersuchung der Ionenbeweglichkeit offenbaren wie Argon, und ich habe deshalb mit aller Vorsicht gereinigten Stickstoff sowie Stickstoff mit einigen fremden Zusätzen auf seine Ionenbeweglichkeit untersucht, wie ich gleich hinzusetzen möchte, mit dem erwarteten Erfolge. Die Methode der Messung der Beweglichkeit war dieselbe, die beim Argon und auch früher öfters benutzt wurde. Es ist die von POHL und mir [2]) erweiterte RUTHERFORDsche Wechselstrommethode. Ein näheres Eingehen auf ihre Ausführung und die Vorteile ihrer Anwendung erübrigt sich wohl, da sie verschiedentlich beschrieben worden ist.

Die Herstellung des Stickstoffs geschah folgendermaßen: 96 bis 98 proz. getrockneter Stickstoff aus Druckbomben wurde mehrere Stunden lang in einem abgeschlossenen Hartglasrohr im Gasofen über frischem Kupferdrahtnetz erhitzt. Wesentlich dabei war, daß die Anordnung vorher unter starkem Erhitzen mit der Gaedepumpe auf äußerstes Vakuum ausgepumpt war. Zur Kontrolle wurde als Rohstickstoff auch Stickstoff verwandt, der aus Ammoniumnitrit hergestellt war, jedoch war es schwer, alle

---

[1]) O. REICHENHEIM, Verh. d. D. Phys. Ges. 11, 168—178, 1909.
[2]) Z. B. J. FRANCK und R. POHL, ebenda 9, 69, 1907.

Spuren Stickoxyde zu vermeiden, die auch beim Glühen im Ofen scheinbar nur sehr schwer zerstört wurden. Im allgemeinen wurde deshalb Bombenstickstoff verwandt. Die geringe Menge darin vorhandenen Argons konnte nicht stören. Es kommt ja nur darauf an, zu untersuchen, ob in einer Stickstoffatmosphäre die Elektronen mehr oder weniger stabil sind. Der so gereinigte Stickstoff wurde dann durch eine Kompressionsvorrichtung in den Ionenbeweglichkeitsapparat überführt und auf etwas über Atmosphärendruck komprimiert. Waren alle Bedingungen richtig getroffen, insbesondere dafür gesorgt, daß der gesamte Stickstoff mit dem glühenden Kupfer in genügend innige Berührung kam, so erhielt man in diesem reinen Stickstoff bei verschiedenen Füllungen folgende Resultate:

Positive Ionen.

$u_+ =$ 1,25 cm/sec für 1 Volt/cm
1,30
1,26

1,27

Negative Ionen.

$u_- =$ 120,4 cm/sec für 1 Volt/cm
144,6
80,2
90,2
84,9

Zum Vergleich seien hier die Resultate [1]) angeführt, die nicht besonders gereinigter, also noch etwas Sauerstoff enthaltender Stickstoff ergab:

Positive Ionen.

$u_+ =$ 1,30 cm/sec für 1 Volt/cm.

Negative Ionen.

$u_- =$ 1,84 cm/sec für 1 Volt/cm.

Man sieht also, daß analog zum Argon ganz andere Größenordnungen der Geschwindigkeit der negativen Ionen vorkommen,

[1]) Für die negativen Ionen sind nur die Maximalwerte angeführt, bei denen der Stickstoff anscheinend am saubersten war.

wenn der Stickstoff ganz sauerstofffrei ist, während die positiven Ionen unbeeinflußt bleiben. Man wird also auch hier annehmen dürfen, daß im Stickstoff Elektronen ohne Massenanlagerung trotz vieler Zusammenstöße mit neutralen Molekülen eine Zeitlang bestehen können. Beim Argon war der Höchstwert der erhaltenen Beweglichkeit 206,4, beim Stickstoff 144,6; ob dieser Unterschied reell oder nur vielleicht etwas verschiedenen Reinheitsgraden der Gase zuzuschreiben ist, mag unentschieden bleiben. Ferner möchte ich noch einmal betonen, daß aus den vorliegenden Resultaten nicht entschieden werden kann, ob der gemessene Wert wirklich den Endzustand der Beweglichkeit eines negativen Ions in dem reinen Gase darstellt, oder ob mit Wachsen der Lebensdauer doch noch Materie angelagert und damit die Beweglichkeit rapid herabgedrückt wird. Diese Frage zu entscheiden, muß weiteren Versuchen vorbehalten bleiben. Daß jedoch auch bei Gasen wie Sauerstoff oder Luft der Elektronenweg merkbar werden kann, wenn man nur starke elektrische Felder benutzt, d. h. also Ionen ganz kurzer Lebensdauer untersucht, habe ich früher bei einer Untersuchung der Ionenbeweglichkeit der Spitzenentladung zeigen können [1]).

Ist nun die oben ausgesprochene Hypothese richtig, daß der Sauerstoff nur dank seines elektronegativen Charakters die Existenzmöglichkeit des freien Elektrons verhindert, so mußten im genau gleichen Sinne auch andere elektronegative Beimengungen zum Stickstoff wirken. Wegen der bequemen Reindarstellung wurde als Beimengung Chlor verwandt; da nur kleine Mengen gebraucht wurden, konnte es durch Erhitzen von Goldchlorid im Vakuum hergestellt werden. Das beim Erwärmen zuerst entweichende Gas wurde, um alle Feuchtigkeit zu vermeiden, fortgepumpt. Es ergab sich für die negativen Ionen im Stickstoff (dessen Reinheit durch Untersuchung der Beweglichkeit kontrolliert war) bei Hinzufügen von 1 Proz. Chlor eine Beweglichkeit von

$$u_{-} = 1{,}56\,\mathrm{cm/sec}\ \text{für}\ 1\,\mathrm{Volt/cm},$$

also eine Größe, die noch kleiner ist als der sich bei Verunreinigung mit Sauerstoff ergebende Wert der Beweglichkeit.

---

[1]) J. Franck, Ann. d. Phys. (4) 21, 972, 1906.

Ganz im Sinne obiger Hypothese kommt auch der Feuchtigkeit und dem Stickoxyd ein großer Einfluß als Verunreinigung zu.

Der Einfluß der Feuchtigkeit wurde auf folgende Weise bestimmt: Es wurde Wasser, das sich in einer durch Hähne absperrbaren Nebenleitung befand, unter Vakuum ausgekocht, so daß alle gelösten Gase entfernt wurden. Dann wurde das Wasser in einer Kältemischung (Äther und feste Kohlensäure) zum Gefrieren gebracht und bis auf äußerstes Vakuum ausgepumpt. Jetzt wurde reiner Stickstoff zugelassen, die Kältemischung entfernt und entweder aller Stickstoff oder nur ein Teil desselben, indem man ihn durch Wasser durchperlen ließ, mit Wasserdampf gesättigt. Bei vollkommen feuchtem Stickstoff war leider die Isolation des Meßapparates so schlecht, daß die gemessenen Werte ungenau wurden. Immerhin waren sie sicher nicht größer als

$$1{,}7 \text{ cm/sec bis } 1{,}8 \text{ cm/sec für } 1 \text{ Volt/cm.}$$

War jedoch nur ein kleiner Teil des Stickstoffs durch das Wasser geleitet, das Gas also nur wenig feucht, so war die Isolation besser und die Beweglichkeit höher, z. B.

$$u_- = 15{,}2 \text{ cm/sec für } 1 \text{ Volt/cm,}$$

also auch geringe Mengen Wasserdampf drücken die Beweglichkeit, d. h. nach unserer Hypothese die Lebensdauer der freien Elektronen herab.

Eine wie große Wirkung in gleichem Sinne auch dem Stickoxyd zukommt, mag daraus erhellen, daß es überhaupt nicht gelang, nachdem ein Teil der Anordnung mit Stickoxyd einmal verunreinigt war, trotz allen Auspumpens wieder Werte der Beweglichkeit zu erhalten, die höher lagen als 3 cm/sec für 1 Volt/cm.

Schließlich könnte man noch vermuten, daß der Einfluß der Zumischung der Gase nicht so sehr ihrem elektronegativen Charakter als vielmehr der Tatsache der Mischung zweier Gase überhaupt zuzuschreiben sei. Um diese Auffassung zu widerlegen, habe ich erstens Sauerstoff sorgfältig rein hergestellt und seine Beweglichkeit untersucht. Die Reindarstellung gelingt leicht durch Erhitzen von Kaliumpermanganat im Vakuum und Leiten des Gases über P_2O_5 und kaustisches Kali. Die Resultate waren

$$u_- = 1{,}79 \text{ cm/sec für } 1 \text{ Volt/cm,}$$
$$u_+ = 1{,}29$$



unterschieden sich also durchaus nicht merklich vom Mittel der bisher bekannten Werte. Zweitens zeigt auch die frühere Untersuchung[1]), daß etwas Stickstoff im sonst reinen Argon die Beweglichkeit nicht merklich beeinflußt.

Ich möchte noch erwähnen, daß ich versucht habe, auch im Wasserstoff bei Reindarstellung des Gases aus Palladiumwasserstoff eine Erhöhung der Beweglichkeit des negativen Ions nachzuweisen, ohne bisher mehr als Andeutungen zu erhalten. Jedenfalls scheint ein so rapides Anwachsen wie in Argon oder Stickstoff nach meinen bisherigen Resultaten nicht wahrscheinlich. Vor kurzem hatten jedoch CHATTOCK und TYNDALL[2]) gezeigt, daß die Phänomene bei der Spitzenentladung in Wasserstoff eine sehr große Änderung erleiden, wenn man allen Sauerstoff entfernt. Sie haben ihre Resultate so gedeutet, daß in reinem Wasserstoff der Weg, den das unfertige Ion zurücklegt, sich bei kleineren Feldern schon gerade so stark bemerkbar macht, wie bei meiner früheren Untersuchung[3]) der Spitzenentladung in Luft bei größeren Feldern. Man muß also schließen, daß der in Argon und Stickstoff gefundene Effekt auch in Wasserstoff besteht, jedoch viel weniger ausgeprägt, also wieder eine vollkommene Analogie zu dem oben beschriebenen Verhalten des Wasserstoffs der elektrischen Entladung gegenüber.

Nimmt man nun den Zusammenhang zwischen der größeren oder kleineren Lebensdauer der Elektronen und den oben zitierten Phänomenen als genügend erwiesen an, so kann man, wie ich glaube, ohne sich zu sehr ins Gebiet der reinen Hypothese zu verlieren, die Erscheinungen durch folgendes Bild zusammenfassen: Zwischen den neutralen Molekülen und den Elektronen bestehen Anziehungen. Diese Anziehungskräfte sind bei den elektronegativen Gasen am größten und nehmen ab bis zu den Edelgasen hin, wo sie fast gleich Null zu sein scheinen, sie hängen also scheinbar mit der chemischen Affinität zusammen. In einer Art Spannungsreihe würde man folgende Zusammenstellung erhalten: Chlor, Stickoxyd, Sauerstoff, Wasserstoff, Stickstoff, Edelgase. Natürlich ist diese Reihe ganz unvollkommen, ich

[1]) J. FRANCK, Verh. d. D. Phys. Ges. 12, 291, 1910.
[2]) CHATTOCK und TYNDALL, Phil. Mag. (6) 19, 449, 1910.
[3]) J. FRANCK, Ann. d. Phys. (4) 21, 972, 1906.

hoffe aber binnen kurzem eine vollständigere Reihe sowie eine einfache Methode, sie zu bestimmen, bringen zu können.

Ich möchte als Beispiel zeigen, wie nach dieser Auffassung das Verhalten der Edelgase der Entladung gegenüber sowie in spektraler Hinsicht zu erklären ist.

Eingehend haben diese Erscheinungen SODDY und MACKENZIE [1]) untersucht, sowie RAMSAY und COLLIE [2]). Sie fanden, daß schon bei Atmosphärendruck ein Geisslerbogen durch ein mit Edelgasen gefülltes Rohr hindurchging, den man sonst erst bei 5 bis 6 cm Druck beobachtete. Dagegen setzte die Entladung bei relativ hohen Drucken 0,7 bis 0,3 mm Hg schon wieder aus. Das würde folgendermaßen zu erklären sein. Damit eine Entladung zustande kommt, müssen die Elektronen die Ionisierungsspannung frei durchlaufen und dann bei Zusammenstößen das Gas ionisieren. Da die Moleküle der Edelgase keine merklichen, anziehenden Kräfte auf das Elektron ausüben sollen, so ist seine freie Weglänge in ihnen bei gleichem Druck viel größer als bei anderen Gasen. Daher wird bei viel höheren Drucken schon die freie Weglänge so groß, daß auf ihr die Ionisierungsspannung frei durchlaufen werden kann. Bei tiefen Drucken ist ebenfalls die freie Weglänge, die das Elektron durchläuft, viel größer als normal. Deshalb werden schon bei relativ hohen Drucken nicht mehr genügend Moleküle getroffen, um die zur selbständigen Entladung nötige Ionisation hervorzurufen. In Gasen, in welchen zwischen den Molekülen und Elektronen starke Anziehungskräfte herrschen, die die freie Weglänge herabdrücken, tritt das natürlich erst bei viel tieferen Drucken ein. Die Herabsetzung der spektralen Empfindlichkeit der Edelgase durch Anwesenheit fremder Gase würde sich zwanglos ebenso erklären. Damit ein Gas leuchtet, muß es Zusammenstöße mit Elektronen erleiden. Sind aber zwei Molekülsorten da, die eine, die das Elektron anzieht, die andere, die das nicht tut, so wird natürlich die erste Sorte getroffen werden [3]). Die Beeinflussung der Edelgase durch Beimengungen muß natürlich um so stärker sein, je größer die

[1]) SODDY und MACKENZIE, Proc. Roy. Soc. (A) 80. 92, 1908.

[2]) RAMSAY und COLLIE, Proc. Roy. Soc. 59, 259, 1896.

[3]) Diese Anziehungskräfte haben nichts zu tun mit den Ionisierungsspannungen und es braucht daher das die Empfindlichkeit herabsetzende



Affinität des beigemischten Gases zum Elektron ist, also der Einfluß von Sauerstoff größer als der von Stickstoff, wie das nach bisher bekannten Tatsachen wirklich der Fall ist. Auch jedes andere Gas muß durch geringe Mengen eines fremden, das elektronegativere Eigenschaften hat als es selbst, in seiner spektralen Empfindlichkeit herabgesetzt werden. Beispiele aus der Literatur scheinen dafür zu sprechen, z. B. wird Stickstoff sehr beeinflußt durch Sauerstoff [1]). Diese Verallgemeinerung bedarf jedoch noch einer genauen Prüfung, auf die ich in nächster Zeit zurückkommen werde.

---

zweite Gas nicht notwendigerweise stark zu leuchten anfangen. Man mag sich diese Kräfte etwa in der Art denken, wie die von SUTHERLAND eingeführten Kräfte der elektrischen Reibung zwischen Ionen und Gas.

[1]) Siehe z. B. B. WALTER, l. c.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität, Juli 1910.

Verhandlungen

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

12. Jahrg. **15. August 1910.** **Nr. 15.**

Photoelektrische Versuche mit Anthracen;
von A. Byk und H. Borck.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 24. Juni 1910.)

(Vgl. oben S. 507.)

Gelegentlich einer theoretischen Deutung[1]) der Versuche über die Photopolymerisation des Anthracens[2]) war der eine von uns dazu geführt worden, dem photoelektrischen Effekt eine Rolle bei dieser Reaktion zuzuschreiben. Er hatte sich dabei auf Versuche von A. POCHETTINO über den Photoeffekt bei Anthracen berufen. Diese Versuche erscheinen indes nicht in allen Punkten hinreichend, so daß sich die folgende Experimentaluntersuchung über den Photoeffekt beim Anthracen als notwendig erwies.

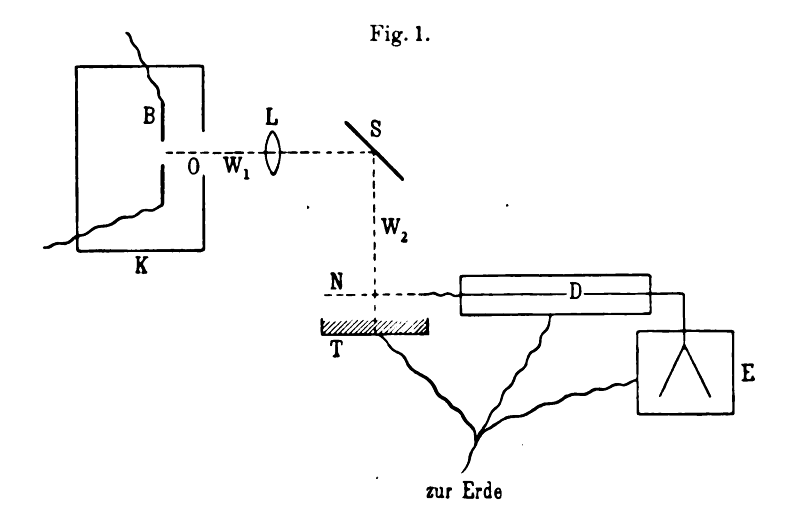
POCHETTINO[3]) hatte Anthracen, welches sich (Fig. 1) auf einem zur Erde abgeleiteten Kupferteller T befand, durch eine metallische Netzelektrode N hindurch bestrahlt. Als Lichtquelle diente eine Bogenlampe B, deren Strahlen mit Hilfe einer Quarzlinse L und eines Stahlspiegels S auf die Anthracenschicht konzentriert wurden. Die Netzelektrode N war mit den Blättchen

[1]) A. BYK, ZS. f. phys. Chem. 62, 477, 1908.
[2]) LUTHER u. WEIGERT, ebenda 61, 297, 1905; 63, 385, 1905.
[3]) Lincei Rend. (5) 15 [1], 356, 1906.

des Elektroskops E leitend verbunden. Wenn N positiv aufgeladen wurde, so trat bei Belichtung ein schneller Abfall der Ladung von E ein, der so gedeutet wurde, daß das Anthracen Elektronen aussendet, mit anderen Worten, daß es den photoelektrischen Effekt zeigt.

Es wurden weiter von POCHETTINO eine Reihe von Versuchen angegeben, die die Ansicht stützen, daß man es in der Tat mit einer Elektronenemission zu tun hat; aber es werden keine Versuche über das Verhalten des leeren Kupfertellers erwähnt, und es wurde nicht erörtert, ob ein eventueller Photoeffekt am Kupfer die

Fig. 1.



beobachtete Erklärung vielleicht erklären könnte, ohne daß das Anthracen selbst photoelektrisch empfindlich zu sein brauchte. Eine solche Mitwirkung des Kupfers ist zunächst um so mehr in Betracht zu ziehen, als die verwendeten Anthracenschichten gerade in den Fällen, die das Phänomen am reinsten (ohne Ermüdungserscheinungen) darstellen, außerordentlich dünn waren [1]). Freilich bemerkt POCHETTINO [2]), daß das belichtete Anthracen eine positive Ladung annehme; aber auch hierbei befand sich die Substanz auf einer Metallunterlage, die möglicherweise für den Effekt ver-

[1]) POCHETTINO, l. c., S. 359.
[2]) l. c., S. 361.

antwortlich gemacht werden kann [1]). Somit können die Versuche des genannten Autors wohl nicht als ein abschließender Beweis für die photoelektrische Empfindlichkeit des Anthracens angesehen werden, wenn eine solche durch sie auch wahrscheinlich gemacht worden ist.

Weiterhin liegen ein einzelner Versuch von STARK und STEUBING [2]) über festes Anthracen und eine Versuchsreihe von STARK [3]) über dampfförmiges Anthracen vor. Bei den Versuchen mit festem Anthracen haben STARK und STEUBING den Photoeffekt der gläsernen Elektrode durch Bestreichen mit konzentrierter Chlorcalciumlösung ausgeschlossen. Aber Anthracen nimmt sehr leicht durch Reiben Ladungen an [4]). So besteht von vornherein die Möglichkeit, daß durch Aufbringen des Anthracens auf die Glasplatte ein starkes beschleunigendes Potential erzeugt wird, welches den der Glaselektrode selbst eigentümlichen Photoeffekt verstärkt. Denn alle Prozesse, welche eine Doppelschicht an der Oberfläche eines photoelektrisch empfindlichen Körpers erzeugen oder verändern, bewirken eine Erhöhung oder eine Verminderung der Empfindlichkeit je nach dem Sinne des erzeugten elektrischen Feldes [5]). Also ist auch der letzterwähnte Versuch kaum als schlüssig zu bezeichnen. Bei den Experimenten mit dampfförmigem Anthracen ist der Nachweis, daß die photoelektrische Empfindlichkeit dem Dampfe, nicht aber der Elektrode zukommt, nur ein indirekter; es wird nämlich nur auf Grund theoretischer Betrachtungen aus dem Gange des lichtelektrischen Effektes mit dem Druck geschlossen, daß nicht das Metall der Elektrode allein für den Effekt verantwortlich zu machen ist.

Um die erwähnten Bedenken zu zerstreuen und um den vom photochemischen Standpunkte aus wohl besonders interessanten Fall weiterhin aufzuklären, verfuhren wir folgendermaßen. Die Versuchsanordnung der Fig. 1 wurde in möglichst engem Anschluß an die von POCHETTINO angegebenen Abmessungen gewählt [6]).

---

[1]) Siehe unten S. 634 ff.

[2]) Phys. ZS. 9, 481, 1908.

[3]) Ebenda 10, 620, 1909.

[4]) Siehe unten S. 626 ff.

[5]) v. SCHWEIDLER, Jahrb. d. Radioaktivität u. Elektronik 1, 398, 1904.

[6]) Die Quarzlinse wurde freundlichst von Herrn Geheimrat MIETHE zur Verfügung gestellt.

Als Metall für die Netzelektrode, das POCHETTINO unbestimmt gelassen hatte, wurde Kupfer genommen. Doch ist dies wenigstens für die Versuche, bei denen an dieser Elektrode ein starkes verzögerndes Potential liegt, ohne Bedeutung. Die Bogenlampe wurde mit 45 Volt und 11 Amp. Gleichstrom betrieben. Statt wie POCHETTINO konstante Bedingungen durch Kontrolle der Bogenlänge einzuhalten, wurde, was genauere Resultate gab, Strom und Spannung festgehalten. Die Lampe befand sich zur Abblendung von Nebenlicht in einem Blechkasten K, der das Licht durch eine Öffnung O herausließ. Die gesamte optische Weglänge $W_1 + W_2$ vom Flammenbogen bis zu der Anthracenschicht betrug 105 cm. Der Kupferteller und das darüber befindliche Netz hatten einen Durchmesser von 8,5 cm. Die Entfernung des Bodens der Kupferschale vom Netz war 1,8 cm. Der Verbindungsdraht D zwischen Netz und Elektroskop war mit einer geerdeten, zylindrischen Hülle aus Kupfer umgeben, in welche der Draht durch zwei Bernsteinpfropfen hindurch ein- und austrat. Das Elektroskop, dessen äußere Hülle mit der Erde kommunizierte, war ein solches von GÜNTHER und TEGETMEYER. Seine untere Öffnung war mit einem Schwefelpfropfen verschlossen, um Unregelmäßigkeiten infolge von Luftströmungen zu vermeiden.

Um den Photoeffekt am reinen Kupfer unter den Versuchsbedingungen festzustellen, wurde der Kupferteller (sowie auch die Netzelektrode) zur Entfernung von Oberflächenschichten eine Zeitlang mit kalter verdünnter Salpetersäure behandelt und hierauf mit Sodalösung ausgekocht. Das Elektroskop wurde auf die angegebenen positiven Potentiale aufgeladen und der zeitliche Abfall der Spannung im Licht und im Dunkeln verfolgt.

Versuchsreihe I.

Photoeffekt am blanken Kupfer.

Im Dunkeln . . .	Abfall	in	180	Sek.	von	210,8 — 210,5	Volt	= 0,3	Volt
„ Licht	„	„	140	„	„	210,5 — 150,9	„	= 59,6	„
„ Dunkeln . . .	„	„	180	„	„	212,9 — 211,1	„	= 1,8	„
„ Licht	„	„	153	„	„	211,1 — 150,9	„	= 60,2	„
„ Dunkeln . . .	„	„	180	„	„	211,4 — 210,5	„	= 0,9	„
„ Licht	„	„	128	„	„	210,5 — 150,9	„	= 59,6	„
„ Dunkeln . . .	„	„	180	„	„	215,3 — 214,7	„	= 0,6	„

Man sieht, daß ein recht starker Photoeffekt vorhanden ist; die einzelnen Messungen stimmen so gut miteinander überein, wie man das angesichts der Kleinheit des zur Verfügung stehenden Stahlspiegels erwarten kann.

Auf dem Kupferteller wurde eine Lösung von Anthracen[1]) in Benzol zur Trockne verdampft, worauf es denselben in zusammenhängender dünner Schicht bedeckte. Die Prüfung der Lichtempfindlichkeit ergab[2]):

Im Licht	Abfall in 180 Sek.	von 219,5 — 210,5 Volt	=	9,0 Volt
„ Dunkeln . . .	„ „ 180 „	„ 210,5 — 207,5 „	=	3,0 „

Der Lichteffekt ist wesentlich schwächer als der bei reinem Kupfer, und es ist damit zu rechnen, daß es sich hier um den Rest der Lichtempfindlichkeit des Metalles handelt, der von unbedeckten Stellen herrührt oder auch durch die Anthracenschicht hindurchdringt.

Völlig abweichende Resultate hingegen wurden erhalten, als festes, in einem Achatmörser gepulvertes Anthracen auf den Teller gebracht und dort mit dem Pistill festgedrückt wurde. Die Schichthöhe betrug 5 mm; das Elektroskop war wie früher positiv aufgeladen:

Im Licht:

Zunahme des Potentials von	218,9 — 229 Volt	=	10 Volt	in 5 Min.
„ „ „ „	207,2 — 212,2 „	=	5 „	„ 8 „
„ „ „ „	159,8 — 164,6 „	=	4,8 „	„ 5 „

Auch das ungeladene Elektroskop lud sich im Laufe der Zeit positiv auf. Der Versuch wurde hier längere Zeit fortgesetzt:

Versuchsreihe II.

Im Licht nach	Min.	Spannung des Elektroskops	Volt
Im Licht nach 0	Min.	Spannung des Elektroskops	+ 0,0 Volt
„ „ „ 10	„	„ „ „	+ 48,9 „
„ „ „ 20	„	„ „ „	+ 70,8 „
„ „ „ 30	„	„ „ „	+ 78,5 „
„ „ „ 40	„	„ „ „	+ 86,3 „
„ „ „ 50	„	„ „ „	+ 89,7 „
„ „ „ 60	„	„ „ „	+ 90,1 „
„ „ „ 70	„	„ „ „	+ 88,0 „
„ „ „ 80	„	„ „ „	+ 85,9 „
„ „ „ 90	„	„ „ „	+ 83,8 „

[1]) Es war das gelbgrüne „gereinigte“ Anthracen von Kahlbaum.

[2]) Die Aufladungen des Elektroskops sind im folgenden, wenn nichts anderes bemerkt ist, stets positiv.

Bei einem weiteren Dauerversuch wurde mit einer Spannung von + 100 Volt begonnen:

Versuchsreihe IIa.

Im	Licht	nach	0	Min.	Spannung	des	Elektroskops	+ 103,7	Volt
„	„	„	10	„	„	„	„	+ 137,1	„
„	„	„	20	„	„	„	„	+ 157,3	„
„	„	„	30	„	„	„	„	+ 162,5	„
„	„	„	40	„	„	„	„	+ 169,1	„
„	„	„	50	„	„	„	„	+ 170,5	„
„	„	„	60	„	„	„	„	+ 171,9	„
„	„	„	70	„	„	„	„	+ 170,5	„
„	„	„	80	„	„	„	„	+ 168,8	„
„	„	„	90	„	„	„	„	+ 151,4	„

Die beiden letzten Versuchsreihen zeigen, daß sich die aufladende Wirkung des Anthracens im Laufe von etwa einer Stunde erschöpft. Da das Anthracen ein guter Isolator ist[1]), so lag es nahe, zu vermuten, daß es durch das Reiben im Achatmörser eine starke positive Ladung angenommen hatte, die das verzögernde Potential an der Netzelektrode überkompensierte und so den Photoeffekt am Kupfer der Netzelektrode hervorrief. Dabei aber muß eine Aussendung negativer Teilchen von seiten des Systems Netzelektrode—Elektroskop, also eine Vermehrung der positiven Spannung des Elektroskops stattfinden. Wegen der isolierenden Eigenschaften des Anthracens wurde die positive Ladung nicht durch Abnahme der Elektrizität mit Hilfe eines Probekörpers konstatiert, sondern vielmehr durch elektrostatische Influenz. Entfernt man den Kupferteller vom Netz und ladet das System Netz—Elektroskop auf ein bestimmtes positives oder negatives Potential auf, so wird bei Rückführung des leeren, geerdeten Tellers in seine alte Lage die Kapazität des Systems wachsen, und die Blättchen werden um etwas zusammensinken. Ein Unterschied, je nachdem das Elektroskop positiv oder negativ geladen ist, ist nicht zu erwarten, da ja der leere Teller das Potential 0 hat. Wie weit bei der Versuchsanordnung diese Forderung der Theorie erfüllt ist, zeigt folgender Versuch:

[1]) POCHETTINO, l. c., S. 357.

Lampe abgeblendet, Elektroskop positiv geladen.

	Volt	Differenz[1] Volt	Mittel Volt
Drahtnetz ohne Kupferteller	151,9		
„ mit „	143,7	— 8,2	— 7,4
„ ohne „	150,3	— 6,6	

Lampe abgeblendet, Elektroskop negativ geladen.

	Volt	Differenz[1] Volt	Mittel Volt
Drahtnetz ohne Kupferteller	151,9		
„ mit „	145,5	— 6,4	— 6,4
„ ohne „	151,9	— 6,4	

Die Unterschiede in der Kapazitätsänderung bei Annäherung des Tellers, je nachdem positiv oder negativ aufgeladen wird, stellen die Fehlergrenzen dar.

Befindet sich dagegen auf dem Teller eine positiv geladene Substanz (Anthracen), so muß sich bei Annäherung des Tellers ein Unterschied zeigen, je nachdem das Elektroskop positiv oder negativ geladen ist. Eine positive Ladung des Systems Netz—Elektroskop wird durch die Abstoßung in die Blättchen hineingetrieben werden, welche somit, soweit dieser Einfluß in Betracht kommt, divergieren müssen; eine negative Ladung wird umgekehrt in das Drahtnetz aus den Blättchen herausgezogen. Da sich die vorher betrachtete Kapazitätsänderung über diesen Effekt superponiert, so müssen die Blättchen bei negativer Ladung des Systems stärker konvergieren, als sie bei positiver Ladung desselben divergieren. Dies zeigte sich in der Tat bei umstehender Tabelle.

Somit ist das Anthracen in der Tat positiv geladen.

Ist die freiwillige Aufladung des Elektroskops auf eine positive Ladung auf dem Kupferteller zurückzuführen, so muß sie sich auch erhalten lassen, wenn man den leeren Kupferteller ohne Bedeckung mit Anthracen auf ein höheres positives Potential auflädt. Zu diesem Zwecke wurde (Fig. 2) der leere Teller *T* auf einem Bernsteinfuß *B* montiert und mit dem

[1]) Zusammenfallen der Blättchen bei Annäherung des Tellers ist hier wie im folgenden durch das Zeichen —, Auseinanderklappen derselben durch + bezeichnet.

Lampe abgeblendet, Elektroskop positiv geladen.

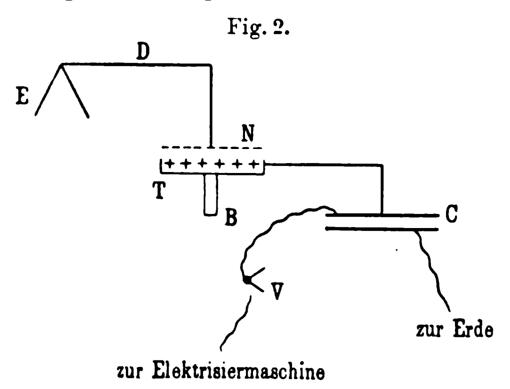
	Volt	Differenz Volt	Mittel Volt
Drahtnetz ohne Kupferteller	103,7		
„ mit „ und Anthracen [1])	159,8	+ 56,1 + 56,1	+ 56,1
„ ohne „	103,7		

Lampe abgeblendet, Elektroskop negativ geladen.

	Volt	Differenz Volt	Mittel Volt
Drahtnetz ohne Kupferteller	112,6		
„ mit „ und Anthracen [1])	47,5	— 65,1 — 66,3	— 65,7
„ ohne „	113,8		

positiven Pole einer Elektrisiermaschine in Verbindung gebracht. Zur Vergrößerung seiner Kapazität und somit zur Verminderung

Fig. 2.



der Wirkung etwaiger Isolationsfehler war ein aus zwei Blechplatten bestehender Luftkondensator C angeschaltet. Das System wurde mit der Elektrisiermaschine so lange aufgeladen, bis das vorher auf Null stehende isolierte Elektroskop E infolge elektrostatischer Influenz eine Divergenz der Blättchen entsprechend

[1]) Im Achatmörser gerieben. Übrigens ist das Vorzeichen der Ladung, die ein Isolator annimmt, wenn er in einem bestimmten Mörsermaterial (Glas, Achat usw.) gerieben wird, durchaus nicht nur von der Substanz des Mörsers allein abhängig, sondern auch noch von anderen Umständen, wie etwa der Oberflächenbeschaffenheit desselben. Wir fanden das bei Anthracen, wie auch bei seinen Verwandten (Alizarin und Naphtalin), und zwar sowohl für Glas- wie Achatmörser. In jedem einzelnen Falle ist natürlich bei den Versuchen stets das Vorzeichen der Ladung festgestellt worden.

127 Volt zeigte. Hierauf wurde bei *V* die Verbindung zwischen dem System und der Elektrisiermaschine gelöst. Durch Ableitung in *D* zur Erde wird die Divergenz der Blättchen aufgehoben, so daß nur die durch die positive Ladung des Tellers gebundene negative Elektrizität auf dem Netze zurückbleibt. Nunmehr wird belichtet. Dabei gehen die Blättchen des Elektroskops in 15 Minuten bis auf 176 Volt auseinander. Infolge des Austritts negativer Elektrizität aus *N* durch den Photoeffekt muß nämlich zur Auffüllung des aus *T* und *N* bestehenden Kondensators weiter negative Elektrizität entstehen, die ein gleiches Quantum positiver Elektrizität freimacht, das in die Blättchen des Elektroskops abströmt.

Der Versuch wurde noch einmal in etwas modifizierter Form angestellt. Das Netz wurde wie vorher auf Erdpotential gebracht, isoliert und der Teller bei abgeblendeter Lampe so lange aufgeladen, bis die Blättchen entsprechend einer Spannung von 151,4 Volt divergierten. Nun wurde, ohne daß aber diesmal das Elektroskop zuvor geerdet worden war, belichtet, wobei die Spannung in 15 Minuten auf 211,4 Volt, d. h. um 50 Volt stieg. Wird nun der Teller entladen, so gehen die Blättchen zwar zusammen, aber nicht auf 0 Volt, sondern nur bis 131,3 Volt. Die Ladung ist, wie man sich überzeugt, positiv. Das ursprünglich neutrale System Netz—Elektroskop hat also in der Tat (durch den Photoeffekt am Netz) negative Elektrizität verloren.

Angesichts des Photoeffektes am Kupfer selbst und der Tatsache, daß das Anthracen unter Umständen schon von vornherein stark positiv geladen ist, werden also die Versuche von Pochettino einerseits, Stark und Steubing andererseits als ein sicherer Beweis für die Existenz des Photoeffektes an diesem Kohlenwasserstoff nicht angesehen werden können. Ein solcher Beweis läßt sich aber durch eine Untersuchung des Photoeffektes bei dauernder Kontrolle der Ladung des Anthracens selbst geben. Denn wenn der Photoeffekt am Anthracen selbst stattfindet, wird sich eine vorhandene negative Ladung während der Belichtung vermindern, bzw. eine positive vermehren müssen. Ist aber die Metallelektrode die Ursache der photoelektrischen Empfindlichkeit, so sollte die Ladung des Anthracens unverändert bleiben, oder es kann sogar, wenn nämlich die vom Metall abgeschleuderten



negativen Teilchen von dem isolierenden Anthracen zurückgehalten werden, eine Vermehrung der negativen, bzw. eine Verminderung der positiven Ladung eintreten.

Wie schon bei den Versuchsreihen II und IIa durch die nach Ablauf einiger Zeit eintretende Potentialabnahme angedeutet wird, läßt sich auch mit Anthracen bei geeigneter Aufladung desselben ein normaler Photoeffekt erzielen. Dies wird besonders leicht der Fall sein, wenn das Anthracen von vornherein negativ geladen ist. Man erhält solches durch Reiben der Substanz im Glasmörser[1]):

Prüfung der Ladung von Anthracen, das im Glasmörser gerieben ist (Schichthöhe 5 mm).

Lampe abgeblendet, Elektroskop positiv geladen.

	Volt	Differenz Volt	Mittel Volt
Drahtnetz ohne Kupferteller	146,7		
" mit " und Anthracen	87,2	— 59,5 — 58,9	— 59,2
" ohne "	146,1		
Lampe abgeblendet, Elektroskop negativ geladen.			
Drahtnetz ohne Kupferteller	94,3		
" mit " und Anthracen	147,9	+ 53,6 + 52,9	+ 53,3
" ohne "	95,0		

Die Ladung ist, wie man sieht, stark negativ.

Um zu sehen, wie sich die vorhandene Ladung auf dem Anthracen hält, wurde der Teller 19 Stunden lang geerdet stehen gelassen und dann die Ladung neuerdings geprüft (Versuchsreihe III).

Als Maß für die Abnahme der Ladung des Anthracens im Dunkeln kann dienen, daß während des 19stündigen Stehens der positive Ausschlag der Blättchen um 53,3 — 41,3 = 12 Volt, der negative um 59,2 — 46,9 = 12,3 Volt kleiner geworden ist.

Das Präparat wird nun in dem durch die letzten Messungen charakterisierten Zustand der negativen Aufladung auf dem Teller belichtet.

---

[1]) Siehe hierzu Anm. 1, S. 628.

Elektroskop positiv geladen.

Im Licht	Abfall in 1,5 Min.	von 106,7 — 56,6 Volt	= 50,1 Volt
„ Dunkeln	„ „ 2 „	„ 213,8 — 213,8 „	= 0 „
„ Licht	„ „ 5 „	„ 213,8 — 118,0 „	= 95,8 „

Also hier ist ein normaler Photoeffekt, Abgabe von negativer Elektrizität durch die untere Elektrode, vorhanden. Es fragt sich aber, ob die negative Elektrizität im Licht vom Kupferteller oder vom Anthracen angegeben worden ist. Ist das letztere der Fall, so muß, wie gesagt, die negative Ladung des Anthracens sich während der Belichtung vermindert haben, und zwar muß diese Abnahme stärker sein als diejenige, die in der gleichen Zeit im Dunkeln stattfindet. Daß die Ladung des Anthracens infolge der Belichtung abgenommen hat, zeigt die Ladungsprüfung (Versuchsreihe IV), die unmittelbar nach der Belichtung vorgenommen wurde.

Versuchsreihe III.

Lampe abgeblendet, Elektroskop positiv geladen.

	Volt	Differenz Volt	Mittel Volt
Drahtnetz ohne Kupferteller	144,3	— 47,2	
„ mit „ und Anthracen	97,1		— 46,9
„ ohne „	143,7	— 46,6	
Lampe abgeblendet, Elektroskop negativ geladen.			
Drahtnetz ohne Kupferteller	101,4	+ 41,7	
„ mit „ und Anthracen	143,1		+ 41,3
„ ohne „	102,1	+ 41,0	

Versuchsreihe IV.

Lampe abgeblendet, Elektroskop positiv geladen.

	Volt	Differenz Volt	Mittel Volt
Drahtnetz ohne Kupferteller	144,3	— 20,4	
„ mit „ und Anthracen	123,9		— 20,4
„ ohne „	144,3	— 20,4	

Die negative Ladung des Anthracens hat, wie ein Vergleich mit Versuchsreihe III lehrt, in der Tat abgenommen, und zwar

entspricht diese Abnahme einer Verminderung des negativen Ausschlags der Blättchen um 46,9 — 20,4 = 26,5 Volt. Zwischen den Versuchsreihen III und IV sind 20 Minuten vergangen. Da im Dunkeln eine Abnahme des negativen Ausschlags um nur 12,3 Volt in 19 Stunden stattgefunden hat, so kommt also der Dunkelabfall während der kurzen Zeit von 20 Minuten nicht in Betracht, und die Abnahme der Ladung ist somit merklich durch das Licht bedingt. Damit ist nun in der Tat gezeigt, daß das Anthracen durch Belichtung negative Elektrizität verliert, also photoelektrische Empfindlichkeit besitzt [1]).

Der Versuch wird mit der gleichen Probe Anthracen unmittelbar nach der letzten Ladungsprüfung (Versuchsreihe IV) unter abwechselnder Belichtung und Prüfung der Ladung fortgesetzt, bis die Substanz durch fortgesetzte Entziehung negativer Elektrizität eine positive Ladung annimmt.

Belichtung.

Elektroskop positiv geladen.

Im Licht . . . . . . Abfall in 5 Min. von 192,8 — 150,9 Volt = 41,9 Volt
„ „ . . . . . . „ „ 5 „ „ 150,9 — 118,7 „ = 32,2 „

Ladungsprüfung.

Lampe abgeblendet, Elektroskop positiv geladen.

	Volt	Differenz Volt	Mittel Volt
Drahtnetz ohne Kupferteller	144,9	— 11,4	— 11,4
„ mit „ und Anthracen	133,5	— 11,4	
„ ohne „	144,9		

Belichtung.

Elektroskop positiv geladen.

Im Licht . . . . . . Abfall in 5 Min. von 209,9 — 165,1 Volt = 44,8 Volt
„ „ . . . . . . „ „ 5 „ „ 169,1 — 149,1 „ = 20 „
„ Dunkeln [2]) . . . . „ „ 2 „ „ 146,1 — 146,1 „ = 0 „

[1]) Siehe hierzu indes unten S. 636 ff.
[2]) Zur Kontrolle für die Isolation des ganzen Apparates.

Ladungsprüfung.

Lampe abgeblendet, Elektroskop positiv geladen.

	Volt	Differenz Volt	Mittel Volt
Drahtnetz ohne Kupferteller	155,3	— 10,4	— 10,4
„ mit „ und Anthracen	144,9	— 10,4	
„ ohne „	155,3		

Lampe abgeblendet, Elektroskop negativ geladen.

	Volt	Differenz Volt	Mittel Volt
Drahtnetz ohne Kupferteller	162,5	+ 1,5	+ 1,2
„ mit „ und Anthracen	164,0	+ 1,0	
„ ohne „	163,0		

Nach zweitägigem Stehen wurden die Versuche mit der gleichen Substanzprobe fortgesetzt.

Ladungsprüfung.

Lampe abgeblendet, Elektroskop positiv geladen.

	Volt	Differenz Volt	Mittel Volt
Drahtnetz ohne Kupferteller	152,4	— 7,5	— 7,5
„ mit „ und Anthracen	144,9	— 7,5	
„ ohne „	152,4		

Lampe abgeblendet, Elektroskop negativ geladen.

	Volt	Differenz Volt	Mittel Volt
Drahtnetz ohne Kupferteller	163,5	— 0,5	— 1,0
„ mit „ und Anthracen	163,0	— 1,6	
„ ohne „	164,6		

Hierauf wurde 45 Minuten lang belichtet, während die Netzelektrode sich durch Anschluß an die + 110-Volt-Leitung auf konstanter Spannung befand. Im Anschluß daran siehe umstehende Tabelle.

Die Entladung ist nunmehr soweit fortgeschritten, daß das Anthracen merklich neutral ist und sich lediglich die Änderung der Kapazität beim Entfernen des Tellers bemerkbar macht.

Belichtung.

Elektroskop positiv geladen.

Im Licht	Abfall in 5 Min. von 190,8 — 164,6 Volt	= 26,2 Volt
„ Dunkeln	„ „ 5 „ „ 203,3 — 201,2 „	= 2,1 „

Ladungsprüfung.

Lampe abgeblendet, Elektroskop positiv geladen.

	Volt	Differenz Volt	Mittel Volt
Drahtnetz ohne Kupferteller	153,9	— 5,4	— 5,4
„ mit „ und Anthracen	148,5	— 5,4	
„ ohne „	153,9		

Lampe abgeblendet, Elektroskop negativ geladen.

	Volt	Differenz Volt	Mittel Volt
Drahtnetz ohne Kupferteller	152,9	— 4,4	— 4,8
„ mit „ und Anthracen	148,5	— 5,4	
„ ohne „	153,9		

Ladungsprüfung.

Lampe abgeblendet, Elektroskop positiv geladen.

	Volt	Differenz Volt	Mittel Volt
Drahtnetz ohne Kupferteller	152,4	— 3,3	— 3,3
„ mit „ und Anthracen	149,1	— 3,3	
„ ohne „	152,4		

Lampe abgeblendet, Elektroskop negativ geladen.

	Volt	Differenz Volt	Mittel Volt
Drahtnetz ohne Kupferteller	155,3	— 5,6	— 6,1
„ mit „ und Anthracen	149,7	— 6,6	
„ ohne „	156,3		

Die Ladung erscheint bereits schwach positiv. Bei länger fortgesetzter Belichtung, bei welcher die Spannung des Netzes zwischen + 150 und + 200 Volt gehalten wurde, gelang es, die positive Ladung des Anthracens noch wesentlich zu erhöhen. Die letzte Ladungsprüfung ergab sich aus folgender Tabelle.

Die Ladung des Anthracens ist jetzt ausgesprochen positiv. Die Fähigkeit einer Substanz, sich selbst positiv aufzuladen, ist charakteristisch für den Photoeffekt. Auch POCHETTINO hatte, wie erwähnt[1]), eine positive Aufladung eines mit Anthracen bedeckten Metalltellers wahrgenommen. Aber da der Teller nicht geerdet, sondern an ein Quadrantelektrometer angeschlossen war,

[1]) Siehe oben S. 622.

Ladungsprüfung.

Lampe abgeblendet, Elektroskop positiv geladen.

	Volt	Differenz Volt	Mittel Volt
Drahtnetz ohne Kupferteller	148,5	± 0	± 0
„ mit „ und Anthracen	148,5	± 0	
„ ohne „	148,5		

Lampe abgeblendet, Elektroskop negativ geladen.

	Volt	Differenz Volt	Mittel Volt
Drahtnetz ohne Kupferteller	151,9	— 8,8	— 9,3
„ mit „ und Anthracen	143,1	— 9,8	
„ ohne „	152,9		

so konnte ebensogut eine von einem Photoeffekt des Metalles (Kupfer) herrührende, frei bewegliche positive Ladung die Aufladung des Quadrantelektrometers hervorbringen. Bei unserer Anordnung, wo der Kupferteller geerdet ist, kann eine positive Aufladung nur dann erfolgen, wenn die negative Elektrizität aus dem gut isolierenden Anthracen stammt, das im Gegensatz zum Kupfer imstande ist, die positive Ladung zurückzuhalten. Daß hier so beträchtliche positive Aufladungen überhaupt möglich werden, ist durch die erhebliche positive Spannung auf dem Netze während der Belichtung bedingt, welche die von der Tellerelektrode abfliegenden negativen Teilchen beschleunigt.

Daß sich der Photoeffekt am Kupfer unter Umständen in der Tat auch neben dem des Anthracens geltend machen kann, scheint folgender Versuch wahrscheinlich zu machen. Die auf dem Teller befindliche Anthracenschicht wurde durch Bestrahlen mit einem Poloniumpräparat neutralisiert. Daß sie neutral ist, zeigt die

Ladungsprüfung.

Lampe abgeblendet, Elektroskop positiv geladen.

	Volt	Differenz Volt	Mittel Volt
Drahtnetz ohne Kupferteller	156,3	— 4,4	— 4,2
„ mit „ und Anthracen	151,9	— 3,9	
„ ohne „	155,8		

Lampe abgeblendet, Elektroskop negativ geladen.

	Volt	Differenz Volt	Mittel Volt
Drahtnetz ohne Kupferteller	151,4	— 4,1	— 4,3
„ mit „ und Anthracen	147,3	— 4,6	
„ ohne „	151,9		

Der Teller wird geerdet und ohne gegenübergestellte Netzelektrode 70 Minuten lang mit einer Quecksilber-Quarzlampe bestrahlt. Hierauf erfolgt wiederum:

Ladungsprüfung.

Lampe abgeblendet, Elektroskop positiv geladen.

	Volt	Differenz Volt	Mittel Volt
Drahtnetz ohne Kupferteller	153,4	— 5,5	— 5,2
„ mit „ und Anthracen	147,9	— 5,0	
„ ohne „	152,9		

Lampe abgeblendet, Elektroskop negativ geladen.

	Volt	Differenz Volt	Mittel Volt
Drahtnetz ohne Kupferteller	157,3	— 2,9	— 2,6
„ mit „ und Anthracen	154,4	— 2,4	
„ ohne „	156,8		

Das Anthracen scheint hier eine, wenn auch schwache negative Ladung angenommen zu haben. Man hat sich das wohl so vorzustellen, daß die durch den Photoeffekt aus dem Kupfer losgelösten Elektronen mangels eines beschleunigenden Feldes in dem isolierenden Anthracen stecken geblieben sind, während dieses, ebenfalls mangels eines beschleunigenden Feldes, nicht so viel Elektronen unter dem Einfluß des Lichtes ausgesandt hat, wie nötig sind, um mit Hilfe der zurückbleibenden positiven Ladung die eingedrungene negative Ladung zu kompensieren, bzw. überzukompensieren.

Daß das Anthracen negative Ladung verliert, bzw. sich positiv auflädt, beweist nun zwar mit Sicherheit, daß der Photoeffekt nicht der Kupferelektrode zukommt. Aber es besteht noch die Möglichkeit, daß er seinen Ursprung in der Luft hat, und daß auch die positive Aufladung des Anthracens hierdurch bedingt

ist. Wenn nämlich im Innern der Gasschicht zwischen den Elektroden durch das Licht eine Ionisierung entsteht, so werden natürlich bei dem positiven Potential der Netzelektrode die positiven Träger nach der von ihr abgewandten Seite, also auf das Anthracen hinzugetrieben werden, und so kann möglicherweise die negative Ladung dieses Isolators neutralisiert werden. Sehr wahrscheinlich ist ein solcher Vorgang freilich nicht, weil die ionisierende Wirkung des ultravioletten Lichtes selbst auf staubhaltige Luft durch eine Gasschicht von mehr als 50 cm aufgehoben wird [1]), und weil bei unseren Versuchen die Entfernung der Lampe von der Anthracenschicht sogar 105 cm betrug. Aber es ist doch wünschenswert, schon weil die Reichweite der ionisierenden Strahlen auch mit von der Art der Lichtquelle abhängen wird, sich in direkterer Weise davon zu überzeugen, daß die Wirkung allein durch das Anthracen bedingt sein kann. Es ließ sich in der Tat eine Anordnung treffen, welche gestattete, in ein fertiges, merklich lichtunempfindliches System das Anthracen hineinzubringen und zu zeigen, daß nunmehr erst eine photoelektrische Empfindlichkeit auftrat.

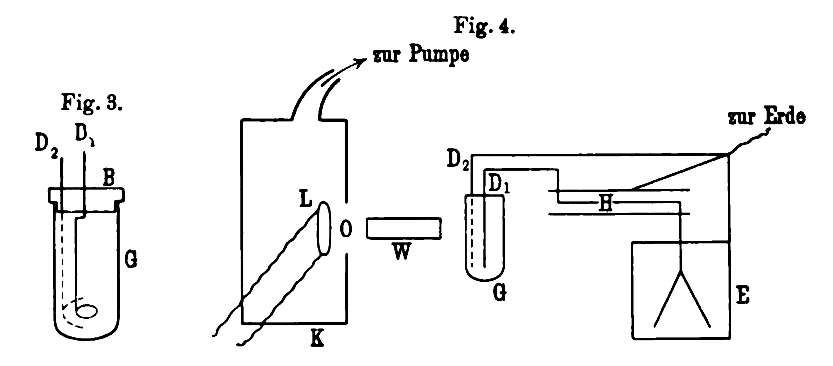
Dazu wurde in folgender Weise verfahren. Um zunächst die Lichtempfindlichkeit der Elektroden nach Möglichkeit zu eliminieren, wurden an Stelle der Kupferelektroden solche aus Platin gewählt, weil ja in der Regel der Photoeffekt mit dem zunehmenden elektropositiven Charakter der Metalle wächst [2]) und also hier immerhin eine geringere Lichtempfindlichkeit als beim Kupfer zu erwarten ist. Als Lichtquelle wurde nunmehr, da es sich nicht mehr um möglichst engen Anschluß an die Versuchsbedingungen von POCHETTINO handelte, eine Quecksilber-Quarzlampe genommen, die größere Gleichmäßigkeit der Belichtung und größere Intensität im Ultraviolett ergibt als eine Kohlenbogenlampe. Eine Elektrode aus massivem Platinblech stand in Kommunikation mit dem Elektroskop, während die gegenüberstehende Netzelektrode geerdet war. Bei Belichtung sanken die Blättchen des Elektroskops, die auf + 158 Volt geladen waren, in einer halben Minute vollständig zusammen. Nun

[1]) E. BLOCH, C. R. **146**, 893, 1908; in staubfreier Luft wird sie sogar schon durch eine Schicht von 3 mm aufgehoben.
[2]) Siehe v. SCHWEIDLER, Jahrb. d. Radioaktivität u. Elektronik **1**, 393, 1904.

*

gehört die photochemische Empfindlichkeit des Anthracens einem relativ langwelligen Gebiete des Ultraviolett an, derart, daß sie dünnes, weißes Glas noch durchdringt[1]). Es lag daher nahe, zu versuchen, ob man nicht mit Hilfe eines Glasschirmes die photoelektrische Wirkung auf das Platin abblenden könnte, während die des Anthracens relativ weniger geschwächt wird. Es wurde daher die folgende Anordnung (Fig. 3) getroffen.

Ein Reagenzglas *G* aus dünnem, weißen Glase von 8 cm Höhe, 2,7 cm lichter Weite war durch einen doppelt durchbohrten Stopfen aus Kunstbernstein *B* verschlossen. Durch diesen waren zwei zylindrische Platinelektroden D_1 und D_2 hindurchgeführt. Der innere Zylinder bestand aus massivem Platinblech und war



3 cm hoch; der äußere bestand aus einem Platinnetz von 0,9 mm Maschenweite bei 0,2 mm Drahtdicke und war 4 cm hoch. Die Netzelektrode legte sich unmittelbar an die Glaswand an. Der Abstand zwischen beiden Elektroden betrug 3 bis 4 mm. Die Netzelektrode war (Fig. 4) geerdet, die massive Elektrode führte durch einen mit geerdeter Hülse umgebenen Draht *H* zum Elektroskop, dessen äußere Hülle ebenfalls geerdet war. Die Quecksilber-Quarzlampe *L* wurde mit einem Strom von 1,7 Amp. und 147 Volt Gleichstrom betrieben. Sie befand sich in horizontaler Stellung in einem Blechkasten *K*. Das Licht trat durch eine Öffnung *O* aus diesem heraus und passierte zur Absorption

[1]) Luther u. Weigert, ZS. f. phys. Chem. 61, 303, 1905.

der Wärmestrahlen eine Wasserschicht W von 10 cm Länge, die sich in einem mit Quarzstirnwänden verschlossenen Gefäße befand. Die Luft aus dem Blechkasten wurde durch einen Schornstein mit Hilfe einer Wasserstrahlpumpe abgesaugt, um zu verhindern, daß ozonisierte und ionisierte Luft in die Nähe des Systems Elektrode—Elektroskop gelangte und hier zu unerwünschten Leitungsphänomenen Veranlassung geben könnte. Der Abstand der Lampe von der Vorderwand des Gefäßes G betrug 25 cm.

Den Einfluß des Lichtes auf das blanke Platin im luftgefüllten Glasgefäße[1]) zeigt folgender Versuch:

Im Dunkeln	Abfall in 5 Min.	von	171,9 — 170,5 Volt	=	1,4 Volt
„ Licht	„ „ 5 „	„	170,5 — 167,2 „	=	3,3 „
„ Dunkeln	„ „ 5 „	„	167,2 — 165,3 „	=	1,9 „
„ Licht	„ „ 5 „	„	165,3 — 163,0 „	=	2,3 „
„ Dunkeln	„ „ 5 „	„	163,0 — 161,4 „	=	1,6 „
„ Licht	„ „ 5 „	„	161,4 — 159,3 „	=	2,1 „
„ Dunkeln	„ „ 5 „	„	159,3 — 157,5 „	=	1,8 „

Wenn auch ein geringer Effekt des Lichtes übrig bleibt, so sieht man doch, daß der Photoeffekt des Platins durch das Glas im wesentlichen abgeblendet ist.

Nun wird auf dem massiven Platinblech der Elektrode D_2 eine dünne Schicht von Anthracen durch Verdunsten einer Lösung desselben in Benzol niedergeschlagen und die so formierte Elektrode in der Glashülle auf den Photoeffekt geprüft.

Elektroskop negativ geladen.

Im Dunkeln	Abfall in 5 Min.	von	154,9 — 154,9 Volt	=	0,0 Volt
„ Licht	„ „ 5 „	„	154,9 — 151,9 „	=	3,0 „
„ Dunkeln	„ „ 5 „	„	151,9 — 151,2 „	=	0,7 „
„ Licht	„ „ 5 „	„	151,2 — 149,7 „	=	1,5 „
„ Dunkeln	„ „ 5 „	„	149,7 — 149,1 „	=	0,6 „

Auch hier ist nur ein schwacher Effekt von derselben Ordnung wie beim Platin zu konstatieren; also kann der Versuch nicht zum Nachweis des Photoeffektes am Anthracen dienen. Eine dickere Anthracenschicht ergab keine besseren Resultate:

---

[1]) Bei den folgenden Versuchen ist stets, wenn nichts besonderes bemerkt ist, die Glashülle angewandt.

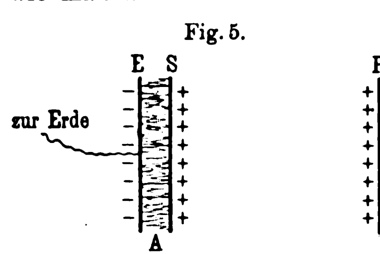
Elektroskop negativ geladen.

Im Dunkeln	Abfall in	5 Min.	von	160,4 — 158,8 Volt	=	1,6 Volt
„ Licht	„ „	5 „	„	158,8 — 156,3 „	=	2,5 „
„ Dunkeln	„ „	5 „	„	156,3 — 155,3 „	=	1,0 „
„ Licht	„ „	5 „	„	155,3 — 154,4 „	=	0,9 „
„ Dunkeln	„ „	5 „	„	154,4 — 153,4 „	=	1,0 „

So ist nun zwar der Photoeffekt an der Elektrode und in der Luft nahezu vollständig ausgeschaltet. Aber auch die photoelektrische Empfindlichkeit des Anthracens selbst war bei dieser Anordnung nicht nachweisbar.

Indes die Tatsache, daß sich auf dem Anthracen beim Belichten positive Ladung ansammelt, gibt einen Fingerzeig dafür, wie man auch unter der Glashülle die photoelektrische Empfindlichkeit des Kohlenwasserstoffs nachweisen kann. Das Anthracen A, welches sich bei den früheren Versuchen[1]) auf der geerdeten Elektrode E (Fig. 5) befindet, wird so lange negative Elektrizität abgeben, als die verzögernde Wirkung der zurückbleibenden positiven Elektrizität dies (unter Berücksichtigung der beschleunigenden Wirkung der gegenüberliegenden, positiv geladenen Elektrode P) gestattet. Nun bildet aber die positiv geladene Oberflächenschicht S des Anthracens zusammen mit der geerdeten Elektrode E und dem Anthracen als Dielektrikum einen Kondensator, dessen Kapazität um so größer wird, je dünner die Anthracenschicht ist. Also wird sich auf dem Anthracen um so mehr positive Elektrizität anhäufen können, ehe das verzögernde Potential seinen kritischen Wert erreicht, je dünner die Anthracenschicht ist. Nun werden wir aber eine außerordentlich dünne Schicht von Anthracen dadurch auf der Elektrode niederschlagen können, daß wir das Gefäß G mit einer gesättigten Lösung von Anthracen in einem geeigneten Lösungsmittel füllen. In dem Maße, wie das Lösungsmittel verdampft, wird sich eine jedenfalls außerordentlich dünne Schicht

Fig. 5.



[1]) Siehe oben S. 631 ff.

der gelösten Substanz auf der Elektrode niederschlagen, die möglicherweise den Photoeffekt auch unter der abschwächenden Wirkung der Glashülle ergeben kann. Bedingung hierfür freilich ist, daß das gewählte Lösungsmittel ein so geringes Leitvermögen, und zwar im Dunkeln wie im Licht, besitzt, daß dasselbe das durch den Photoeffekt hervorgerufene nicht überdeckt, und daß nicht etwa, wenn auch das nicht der Fall sein sollte, die Lösung von Anthracen selbst ein zu hohes Dunkelleitvermögen zeigt. Als geeignet erwies sich der Petroläther, dessen Leitvermögen sich nach G. JAFFÉ[1]) durch Reinigung außerordentlich herabdrücken läßt[2]).

Petroläther (von KAHLBAUM bezogen) wurde dreimal hintereinander aus einem Kolben mit eingeschliffenem Kühler destilliert und die zwischen 45° und 70° C übergehende Portion benutzt. Eine Probe desselben wurde in das Gefäß *G* eingefüllt, so daß die Elektroden mit Flüssigkeit bedeckt waren. An die Elektroden wurde so lange eine Potentialdifferenz von 220 Volt zur elektrolytischen Reinigung angelegt, bis das Leitvermögen im Dunkeln genügend herabgedrückt war. Dann wurde das Leitvermögen mit der Anordnung der Fig. 4 im Licht und im Dunkeln abwechselnd bestimmt.

Versuchsreihe V.

Elektroskop positiv geladen.

Im Licht	Abfall in	5 Min.	von	104,8 — 101,4 Volt	=	3,4 Volt
„ Dunkeln	„ „	5 „	„	101,4 — 98,8 „	=	2,6 „
„ Licht	„ „	5 „	„	98,8 — 95,7 „	=	3,1 „
„ Dunkeln	„ „	5 „	„	95,7 — 92,9 „	=	2,8 „

---

[1]) Siehe JAFFÉ, Ann. d. Phys. (4) **28**, 326, 1909.

[2]) Auch STARK (Phys. ZS. **10**, 618, 1909) hat Lösungen von Anthracen in Hexan untersucht, aus welchem, neben Pentan, der Petroläther hauptsächlich besteht, aber kein vom Dunkelwert abweichendes Leitvermögen gefunden. Wie unten angegeben, fanden wir bei gesättigten Lösungen im Gegensatz zu ungesättigten positive Effekte. STARK gibt nicht an, ob er gesättigte Lösungen untersucht hat; außerdem hat er mit dem Galvanometer gemessen, und die geringste Stromstärke, die er noch nachweisen konnte, war mehr als 100 mal größer als diejenige, die dem von uns (s. unten S. 643) gefundenen Photoeffekte entspricht.

Ein minimaler Einfluß des Lichtes mag hier beim reinen Petroläther vorhanden sein [1]), der aber ebensogut von einer Wärmewirkung herrühren kann.

Nunmehr wird in der eben untersuchten Portion Petroläther reinstes, weißes Anthracen („KAHLBAUM") am Rückflußkühler siedend gelöst. Der Kühler war in das Siedegefäß eingeschliffen, und die seitliche Füllöffnung trug ebenfalls einen eingeschliffenen Stopfen. Nachdem die Lösung bis auf Zimmertemperatur abgekühlt und völlig auskristallisiert war, wurde sie in das Gefäß *G* zurückgefüllt und dort wieder so lange der Elektrolyse mit 220 Volt ausgesetzt, bis das Dunkelleitvermögen hinreichend erniedrigt war. Besondere Versuche ergaben, daß Petroläther bei Zimmertemperatur einige Zehntel Prozente Anthracen zu lösen vermag. Die gesättigte Lösung wird wieder abwechselnd im Licht und im Dunkeln auf ihr Leitvermögen geprüft.

Versuchsreihe VI.

Elektroskop positiv geladen.

Im Dunkeln	Abfall	in 5	Min.	von	125,8 — 123,2	Volt	=	2,6 Volt
„ Licht	„	„ 5	„	„	123,2 — 112,6	„	=	10,5 „
„ Dunkeln	„	„ 5	„	„	112,6 — 109,6	„	=	3,0 „
„ Dunkeln	„	„ 5	„	„	203,7 — 199,2	„	=	4,5 „
„ Licht	„	„ 5	„	„	199,2 — 184,4	„	=	14,8 „
„ Dunkeln	„	„ 5	„	„	184,4 — 181,2	„	=	3,2 „

Ein Vergleich mit Versuchsreihe V zeigt, daß die Erhöhung des Leitvermögens in der Anthracenlösung von einer ganz anderen Größenordnung ist wie bei reiner Petrolätherfüllung. Somit ergibt sich als Abfall, der durch das Licht bedingt ist, wenn man den Dunkelabfall abzieht, ein solcher von 7,7 Volt in 5 Minuten = 0,026 Volt in einer Sekunde für eine Spannungsdifferenz von 118 Volt zwischen den 0,35 cm voneinander entfernten Elektroden, d. h. für ein Potentialgefälle von 337 Volt/cm. Dies entspricht dem ersten Lichtversuch der Versuchsreihe VI. Für den zweiten Lichtversuch dieser Reihe, der bei höherer Spannung ausgeführt

[1]) Nach A. NACCARI (Atti di Torino 44, 580, 1908/09) soll Petroleum unter Umständen einen lichtelektrischen Effekt zeigen. Doch hat er diesen, wie er selbst sagt, nicht mit Sicherheit von einem solchen an den metallischen Elektroden trennen können.

wurde, hat man einen zeitlichen Abfall (abzüglich des Dunkelabfalls) von 11 Volt in 5 Minuten = 0,037 Volt in einer Sekunde für eine Spannungsdifferenz von 192 Volt zwischen den Elektroden, d. h. für ein Spannungsgefälle von 549 Volt/cm.

Um den Strom in absolutem Maße auszuwerten, muß man die Kapazität des Systems (Elektroskop + Zuleitung + Gefäß *G* mit Petroläther-Anthracenfüllung) kennen. Sie wurde mit einem Plattenkondensator von 42,9 cm Kapazität und zur Kontrolle noch mit einer Kugelkapazität von 8,5 cm durch Ladungsteilung bestimmt. Dabei ergab sich mit der ersten Vergleichskapazität diejenige des Systems zu 24,8 cm, mit Hilfe der Kugelkapazität zu 22,5 cm. Die Übereinstimmung ist angesichts der Schwierigkeit[1]), kleine Kapazitäten genau zu messen, als ausreichend anzusehen. Wir nehmen als Kapazität des Systems das Mittel: 23,7 cm $= 2{,}63 \cdot 10^{-11}$ Farad. Daher entspricht dem zeitlichen Spannungsabfall von 0,026 Volt/sec ein Strom von $0{,}026 \cdot 2{,}63 \cdot 10^{-11}$ Amp. $= 6{,}84 \cdot 10^{-13}$ Amp. bei einem linearen Spannungsabfall in der Flüssigkeit von 337 Volt/cm. Für einen linearen Spannungsabfall von 549 Volt/cm folgt ein Strom von $0{,}037 \cdot 2{,}63 \cdot 10^{-11} = 9{,}73 \cdot 10^{-13}$ Amp.

Stark[2]) hat, wie bereits erwähnt[3]), bei einem linearen Spannungsgefälle von 100 Volt/cm mit einem Galvanometer, welches nur Ströme von nicht unter $1 \cdot 10^{-10}$ Amp. zu messen gestattete, keine Änderung des Leitvermögens von Anthracen in Hexan bei Belichtung finden können. Das ist hiernach begreiflich, da die tatsächlich eintretenden Änderungen der Stromstärke im Licht selbst bei etwas höherem Potentialgefälle mehr als 100 mal kleiner sind als die schwächsten Ströme, die Stark noch messen konnte.

Wir haben nun allerdings konstatiert, daß durch Auflösen von Anthracen in der Flüssigkeit ein vorher nicht vorhandenes Lichtleitvermögen entsteht. Um aber Sicherheit darüber zu haben, daß die Erhöhung des Leitvermögens im Licht wirklich durch eine direkte Lichtwirkung auf das Anthracen bedingt ist, müssen wir noch die Möglichkeit ausschließen, daß der Effekt in einer

---

[1]) Siehe Harms, Phys. ZS. 5, 47, 1904.
[2]) Phys. ZS. 10, 618, 1909.
[3]) Siehe oben, S. 641, Anm. 2.

etwaigen Erhöhung der photoelektrischen Wirksamkeit, sei es des Petroläthers, sei es der Elektroden, durch das Anthracen besteht; eine solche Erhöhung fremder Lichtempfindlichkeit, nicht die Betätigung einer eigenen, könnte nämlich nach den früheren Ausführungen [1]) durch das Anthracen bewirkt werden, wenn es erhebliche Mengen wahrer Elektrizität auf sich gebunden enthielte. Es wurde darum eine Ladungsprüfung der Lösung von Anthracen in Petroläther in der früher beschriebenen Weise [2]) vorgenommen und zum Vergleich auch eine solche an einem leeren, geerdeten Kupferteller.

Ladungsprüfung. (Leerer Kupferteller.)

Lampe abgeblendet, Elektroskop positiv geladen.

	Volt	Differenz Volt	Mittel Volt
Drahtnetz ohne Kupferteller	193,2	— 7,3	— 6,6
„ mit „	185,9	— 5,9	
„ ohne „	191,8		
Lampe abgeblendet, Elektroskop negativ geladen.			
Drahtnetz ohne Kupferteller	192,3	— 6,4	— 5,9
„ mit „	185,9	— 5,4	
„ ohne „	191,3		

Ladungsprüfung. (Teller mit gesättigter Anthracenlösung.)

Lampe abgeblendet, Elektroskop positiv geladen.

	Volt	Differenz Volt	Mittel Volt
Drahtnetz ohne Kupferteller	190,8	— 7,3	— 6,5
„ mit „ u. Anthracenlösung	183,5	— 5,8	
„ ohne „	189,3		
Lampe abgeblendet, Elektroskop negativ geladen.			
Drahtnetz ohne Kupferteller	187,4	— 6,7	— 5,8
„ mit „ u. Anthracenlösung	180,7	— 4,9	
„ ohne „	185,6		

[1]) Siehe oben, S. 623.
[2]) Siehe oben, S. 626 ff.

Der mit Lösung bedeckte Kupferteller verhält sich, wie die letzte Ladungsprüfung zeigt, innerhalb der Fehlergrenzen gleich gegenüber positiver und negativer Ladung des Elektroskops. Die Anthracenlösung ist somit als ladungsfrei anzusehen, und der Photoeffekt der Versuchsreihe VI kommt also in der Tat dem Anthracen als solchem zu.

Es ist nun zu entscheiden, ob die beobachtete Erhöhung des Leitvermögens ein Photoeffekt im gewöhnlichen Sinne ist, d. h. also von einer photoelektrisch empfindlichen Anthracenschicht an der Elektrode herrührt, oder ob im Innern der Lösung durch eine Volumenionisation des Anthracens ein Leitvermögen entstanden ist. Hierüber gibt das Verhalten ungesättigter Lösungen Auskunft. Ist das erstere der Fall, so sollte man annehmen, daß der Lichteffekt bei einer ungesättigten Lösung verschwindet, weil sich keine feste Substanz mehr an der Elektrode ausscheiden wird; im zweiten Falle aber müßte der Effekt, wenn auch vielleicht in etwas abgeschwächtem Maße, fortbestehen.

Die in Versuchsreihe VI benutzte Lösung wurde also mit reinem Petroläther auf das doppelte Volumen verdünnt und nach ausreichender Reinigung durch Elektrolyse neuerdings untersucht:

Versuchsreihe VII.

Elektroskop positiv geladen.

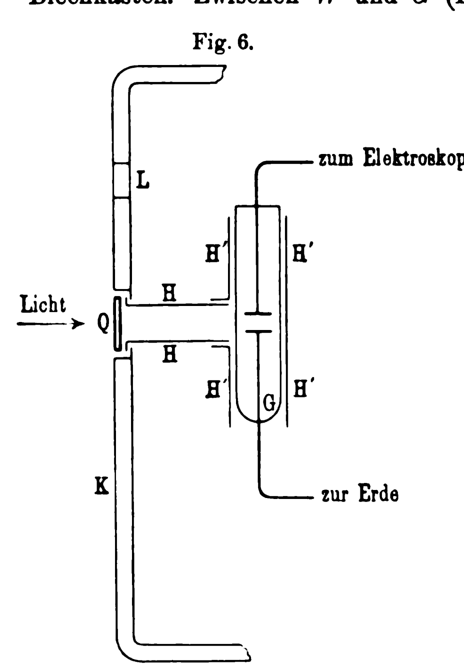
Im Dunkeln	Abfall in	5 Min.	von	181,6 — 179,8 Volt	=	1,8 Volt
„ Licht	„ „	5 „	„	179,8 — 177,5 „	=	2,3 „
„ Dunkeln	„ „	5 „	„	174,2 — 172,4 „	=	2,2 „
„ Licht	„ „	5 „	„	171,0 — 169,1 „	=	1,9 „
„ Dunkeln	„ „	5 „	„	169,1 — 167,2 „	=	1,9 „

Wie man sieht, spricht der Versuch für die erste Annahme, daß es sich nämlich um einen gewöhnlichen Photoeffekt an einer Schicht der festen Substanz auf der Elektrode handelt. Zugleich folgt daraus, daß die Lichtempfindlichkeit in der Tat durch das Anthracen und nicht durch irgendwelche Verunreinigungen desselben (Staub usw.) bedingt ist, die bei der Operation der Auflösung mit in die Lösung übergegangen sein könnten. Denn es ist kein Grund einzusehen, aus dem die Wirkung solcher Partikel sich nicht auch in der ungesättigten Lösung geltend machen sollte, während die gesättigte Lösung bezüglich des Anthracens,

eben weil sie an diesem gesättigt ist, eine Ausnahmestellung einnimmt.

Eine Reihe weiterer Versuche mit Lösungen von Anthracen in Petroläther wurden mit einer etwas abweichenden Versuchsanordnung ausgeführt; als Lichtquelle diente diesmal eine Bogenlampe mit Handregulierung, die mit Gleichstrom von 11 Amp. und 50 Volt betrieben wurde. Sie stand in dem bereits erwähnten Blechkasten. Zwischen W und G (Fig. 4) befand sich eine große geerdete Blechtafel (2:2 m) als elektrischer Schutz. Ein solcher war nötig, um eine Induktionswirkung beim Ein- und Ausschalten der Lampe auf das Elektroskop zu verhindern, da die Bogenlampe nicht wie die Quarzlampe während der ganzen Dauer einer Versuchsreihe brannte. Das Elektroskop war hier aus diesem Grunde auch mit einem geerdeten Drahtkäfig aus Messinggaze überdeckt. Um die Durchführung größerer Versuchsreihen ohne Störungen durch eintretende Isolationsmängel zu ermöglichen, war das ganze System (Elektroskop samt Belichtungsgefäß und Zuleitung) in einen großen, durch darin aufgestellte Schalen mit gekörntem $CaCl_2$ trocken gehaltenen Glaskasten K (Fig. 6) eingesetzt, dessen hölzerne, der Lichtquelle zugewandte Vorderwand eine kreisförmige Öffnung hatte; diese war mit einer Quarzplatte Q verschlossen und diente als Lichteinlaß. Durch einen Schieber L konnte ein Draht zur Aufladung des Elektroskops eingeführt werden. Die Elektroden waren diesmal zwei solche aus massivem Platinblech in horizontaler Stellung, von denen die untere, geerdete in das Glasgefäß eingeschmolzen, die obere, zum Elek-

Fig. 6.



troskop führende mit Hilfe eines Bernsteinpfropfens eingesetzt war. Die Entfernung der Elektroden betrug 2 cm. Das Licht trat seitlich zwischen die Elektroden hindurch. Durch zwei Hülsen aus geschwärztem Blech HH und $H'H'$ war dafür gesorgt, daß das Licht nur den mittleren Teil des Glasgefäßes zwischen den Elektroden traf. Die Entfernung der Bogenlampe von der Wand des Glasgefäßes betrug 25 cm. Mit dieser Anordnung wurden die folgenden Resultate erhalten:

Versuchsreihe VIII. (Reiner Petroläther.)

Elektroskop positiv geladen.

		Mittlere Spannung
Im Dunkeln . . .	Abfall in 5 Min. = 1,4 Volt	196,1 Volt
„ Licht	„ „ 5 „ = 1,4 „	184,5 „
„ Dunkeln . . .	„ „ 5 „ = 1,2 „	176,1 „
„ Licht	„ „ 5 „ = 1,2 „	166,9 „

Versuchsreihe IX. [Gesättigte Anthracenlösung[1]).]

Elektroskop positiv geladen.

		Mittlere Spannung	
Im Dunkeln	Abfall in 5 Min. = 3,3 Volt	193,3 Volt	I
„ Licht	„ „ 5 „ = 27,1 „	170,3 „	
„ Dunkeln	„ „ 5 „ = 1,7 „	155,1 „	
„ Licht	„ „ 5 „ = 16,9 „	145,0 „	
„ Dunkeln	„ „ 5 „ = 1,7 „	134,7 „	

Die Versuche wurden mit der gleichen Lösung nach 18 stündigem Stehen wiederholt:

Versuchsreihe X. (Gesättigte Anthracenlösung.)

Elektroskop positiv geladen.

		Mittlere Spannung	
Im Dunkeln	Abfall in 5 Min. = 3,2 Volt	191,7 Volt	II
„ Licht	„ „ 5 „ = 20,1 „	168,3 „	
„ Dunkeln	„ „ 5 „ = 2,5 „	155,9 „	
„ Licht	„ „ 5 „ = 15,4 „	144,2 „	
„ Dunkeln	„ „ 5 „ = 3,0 „	135,0 „	
„ Licht	„ „ 5 „ = 10,3 „	128,4 „	
„ Dunkeln	„ „ 5 „ = 2,6 „	121,9 „	

---

[1]) Die Vorbehandlung war die gleiche wie bei den früheren Versuchen.

		Mittlere Spannung	
Im Dunkeln[1])	Abfall in 5 Min. = 2,8 Volt	203,3 Volt	III
„ Licht	„ „ 5 „ = 30,5 „	186,6 „	
„ Dunkeln	„ „ 5 „ = 3,2 „	169,8 „	
„ Licht	„ „ 5 „ = 16,3 „	160,1 „	
„ Dunkeln	„ „ 5 „ = 2,2 „	150,8 „	
„ Licht	„ „ 5 „ = 14,4 „	142,5 „	
„ Dunkeln	„ „ 5 „ = 1,8 „	134,4 „	
„ Licht	„ „ 5 „ = 9,6 „	128,7 „	
„ Dunkeln	„ „ 5 „ = 2,0 „	122,9 „	

In Fig. 7 sind die Resultate graphisch dargestellt. Als Abszissen dienen die mittleren Spannungen des Elektroskops, bei denen die als Ordinaten aufgetragenen zeitlichen Spannungsabfälle in 5 Minuten, sei es im Licht, sei es im Dunkeln, auftreten. Für jeden einzelnen Versuch, bei welchem das Elektroskop unter abwechselndem Belichten und Verdunkeln in einem Zuge von einer bestimmten Anfangs- zu einer bestimmten Endspannung herabsank, wurden die auf gleiche Zeiten bezogenen Spannungsabfälle im Licht und im Dunkeln je für sich durch einen Kurvenzug miteinander verbunden. L bezeichnet die Gefällekurve im Licht, D diejenige im Dunkeln. Die Indices I, II, III beziehen sich auf die Versuchsreihen IX und die beiden Teile der Versuchsreihe X[2]). Die Punkte PD und PL bezeichnen den Abfall im Dunkeln bzw. im Licht für reinen Petroläther entsprechend der Versuchsreihe VIII. Man sieht deutlich die lichtelektrische Empfindlichkeit der Anthracenlösung im Gegensatz zu reinem Petroläther und bemerkt gleichzeitig, wie stark bei den benutzten Spannungen die Stromstärken noch mit der Spannung ansteigen, wie weit man also noch von einem Sättigungsstrom entfernt ist. Der Verlauf der Kurven deutet eine zeitliche Veränderung innerhalb des Systems an.

Zur Auswertung der lichtelektrischen Ströme in absolutem Maß gebrauchen wir die Kapazität der in Fig. 6 mit dem Elektroskop in Verbindung stehenden Teile. Diejenige des Elek-

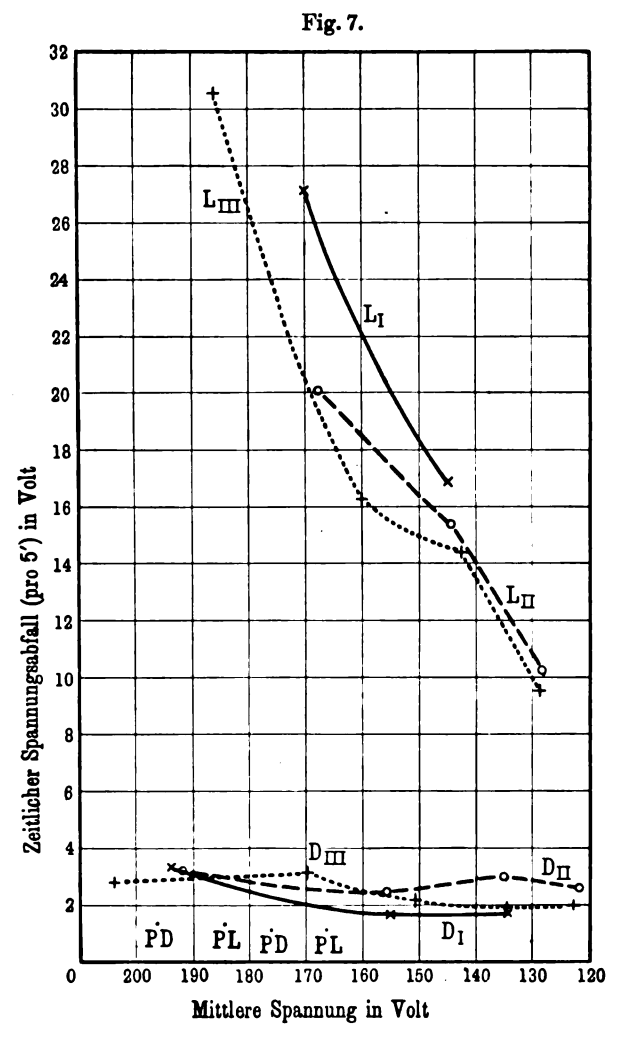
---

[1]) Das Elektroskop war neuerdings aufgeladen.

[2]) Die Kurven D_{I} und L_{I} sind voll, D_{II} und L_{II} gestrichelt, D_{III} und L_{III} punktiert ausgezogen; die experimentell gefundenen Punkte von D_{I} und L_{I} sind durch liegende Kreuze, diejenigen von D_{II} und L_{II} durch Kreise und die von D_{III} und L_{III} durch stehende Kreuze bezeichnet.

troskops samt der geerdeten Zuleitung ergab sich, mit den oben[1]) erwähnten Normalkapazitäten bestimmt, im Mittel zu 15,1 cm.

Fig. 7.



Die kleine Kapazität des Belichtungsgefäßes wird hier besser durch Rechnung[2]) ermittelt. Sie ist für Luftfüllung des Gefäßes

[1]) S. 643 u. 644.
[2]) Formel siehe z. B. Kohlrausch, Praktische Physik, S. 409 (8. Auflage).

bei den Dimensionen desselben (Radius der kreisförmigen Elektroden: 0,75 cm; Dicke derselben: 0,007 cm; Elektrodenabstand: 2 cm) gleich 0,19 cm. Für Petroleum wird die Dielektrizitätskonstante zu etwas mehr als 2 angegeben[1]). Die Dielektrizitätskonstante der Lösung von Anthracen in Petroläther wurde mit Hilfe des Gefäßes *G* der früheren Versuchsanordnung (Fig. 3) bestimmt, indem dessen Kapazität leer und mit der Lösung gemessen wurde. Sie war im ersten Falle 3,5 cm, im zweiten 7,1 cm. Die Dielektrizitätskonstante der Lösung ist also in hinreichender Übereinstimmung mit der des Petroleums gleich 2 zu setzen, und die Kapazität des Gefäßes *G* der Versuchsanordnung der Fig. 6 ist zu setzen $0,19 . 2 = 0,38$ cm. Die Kapazität des ganzen mit dem Elektroskop verbundenen Systems ist also $15,1 + 0,4 = 15,5$ cm $= 1,72 . 10^{-11}$ Farad. Damit berechnen sich die folgenden Stromstärken[2]) für die Kurven:

I.

$1,43 . 10^{-12}$	Amp.	bei	einem	linearen	Spannungsgefälle	von	85,2	Volt/cm
$0,84 . 10^{-12}$	"	"	"	"	"	"	72,5	"

II.

$0,98 . 10^{-12}$	"	"	"	"	"	"	84,2	"
$0,72 . 10^{-12}$	"	"	"	"	"	"	72,1	"
$0,43 . 10^{-12}$	"	"	"	"	"	"	64,2	"

III.

$1,62 . 10^{-12}$	"	"	"	"	"	"	93,3	"
$0,79 . 10^{-12}$	"	"	"	"	"	"	80,1	"
$0,69 . 10^{-12}$	"	"	"	"	"	"	71,3	"
$0,41 . 10^{-12}$	"	"	"	"	"	"	64,4	"

Da der Strom noch so stark mit der Spannung ansteigt, so wurde versucht, ob bei höheren Spannungen vielleicht auch photoelektrische Effekte in den ungesättigten Lösungen zu erhalten seien. In der Anordnung der Fig. 4 wurde das Elektroskop samt der massiven Platinelektrode auf Nullpotential gebracht, während an der Netzelektrode der positive Pol einer Akkumulatorenbatterie von 600 Volt lag. So wurde gearbeitet, weil das Elektroskop sich auf nicht viel mehr als 200 Volt aufladen ließ. Das Gefäß *G*

---

[1]) LANDOLT - BÖRNSTEIN, Physikalisch - Chemische Tabellen, 2. Auflage, S. 522.

[2]) Die Dunkeleffekte sind hierbei abgezogen.

wurde mit der auf das doppelte Volumen verdünnten gesättigten Anthracenlösung gefüllt und die Aufladung des Elektroskops verfolgt. Aber irgendein Unterschied im Verhalten desselben im Dunkeln und im Licht war nicht zu konstatieren.

Somit dürfte die photoelektrische Empfindlichkeit des Anthracens gegenüber allen Bedenken, die namentlich daraus entspringen, daß wir es hier mit einem guten Isolator zu tun haben, sichergestellt sein. Dann aber gewinnt auch die von dem einen von uns früher bei der thermodynamischen Deutung der Versuche über die Photopolymerisation des Anthracens ausgesprochene elektrochemische Auffassung [1]) an Wahrscheinlichkeit, daß die primäre Wirkung des Lichtes auf Anthracen in einer Abspaltung von Elektronen oder jedenfalls in einer Zerlegung des neutralen Moleküls in zwei entgegengesetzt geladene Teile besteht. Die hier angewandten Methoden werden wohl auch auf andere, besonders nicht in Plattenform zugängliche Isolatoren anwendbar sein.

Für die vorliegende Untersuchung standen uns Mittel aus der Jagor-Stiftung zur Verfügung. Es sei uns gestattet, hierfür auch an dieser Stelle unseren besten Dank auszusprechen.

---

[1]) A. Byk, ZS. f. phys. Chem. **62**, 478, 1908. Siehe hierzu auch: F. Weigert, ZS. f. phys. Chem. **63**, 458, 1908 und Chem. Ber. **42**, 850, 1909; A. Byk, Chem. Ber. **42**, 1145, 1909; F. Weigert, Chem. Ber. **42**, 1783, 1909; A. Byk, ZS. f. phys. Chem. **64**, 64, 1909.

Berlin, Physikalisch-Chemisches u. Physikalisch-Theoretisches Institut der Universität, Juni 1910.

Über den Potentialgradienten bei sehr schwachen Entladungen in Entladungsröhren mit Wehneltkathode;

von J. Würschmidt.

(Eingegangen am 29. Juli 1910.)

Hr. Prof. Dr. E. Wiedemann [1]) hatte die Beobachtung gemacht, daß in Entladungsröhren sehr eigenartige Erscheinungen auftreten, wenn man den Gang der stromliefernden Influenzmaschine allmählich sehr stark verlangsamt, also die Elektrizitätszufuhr sehr vermindert. „Ist der Druck so niedrig, daß der dunkle Kathodenraum etwa 2 cm dick ist, während die Glimmlichtstrahlen selbst durch den Trennungsraum von der positiven Entladung geschieden sind, oder auch gar kein positives Licht im Rohr mehr zu sehen ist, und läßt man dann die Maschine allmählich langsamer und langsamer gehen, so wächst aus der positiven Elektrode positives Licht heraus, das negative Licht dehnt sich beträchtlich aus, bis die Grenzen des positiven und negativen Lichtes verschmelzen.“ Eine Nachprüfung der Angaben ergab mir dasselbe Resultat.

Während also sonst beim Durchgang der Elektrizität durch ein Gas bei niederen Drucken Unterschiede in den verschiedenen Teilen der Entladungsbahn deutlich ausgeprägt sind, zeigt in diesem Falle das ganze Entladungsrohr ein gleichmäßiges Leuchten ohne die sonst auftretenden Unterschiede zwischen erstem und zweitem Dunkelraum, negativem und positivem Glimmlicht.

Bei Versuchen über den Einfluß elektrischer Wellen auf Entladungsröhren mit Wehneltkathode trat die gleiche Erscheinung auf, wenn die Versuchsbedingungen, d. h. Entladungspotential, Stromstärke und Druck passend gewählt wurden. Die Versuchsanordnung war zunächst die früher [2]) von mir beschriebene.

Da es aus unten angegebenen Gründen zweckmäßig war, nicht 440, sondern 220 Volt zum Betrieb des Entladungsrohres

---

[1]) E. Wiedemann, Wied. Ann. 20, 760, 1883.
[2]) J. Würschmidt, Verhandl. d. D. Phys. Ges. 12, 362, 1910.



zu verwenden, und hierbei die Entladung nicht von selbst einsetzte, so wurde sie meist durch Reiben eines Glasstabes, manchmal auch durch die von einer Funkenstrecke ausgehenden elektrischen Wellen hervorgerufen. Der Druck wurde so gewählt, daß die Entladung dauernd bestehen blieb und mußte für das benutzte Rohr bei 220 Volt etwa 0,1 mm betragen. Bei hellglühender Kathode bildete sich jedoch hierbei stets die lichtstarke Entladung aus, deren Stromstärke meist über $^1/_2$ Amp. betrug und bei Fehlen geeigneter Vorschaltwiderstände über 10 Amp. ansteigen und so ein Durchbrennen der Kathode und Schmelzen der Anode herbeiführen konnte. Verringert man in diesem Falle, wenn die helle Entladung besteht, die Temperatur der Kathode, so bleibt die Entladung in gleicher Stärke bestehen, ja man kann den Heizstrom der Glühkathode vollständig unterbrechen. Hierbei bleibt ein Punkt des Platinbleches durch die Entladung selbst glühend, der intensiv blaue Kathodenstrahlen aussendet. Die Erscheinung entspricht dann der von H. KONEN und W. JUNGJOHANN [1]) bei höheren Spannungen (800 Volt, bei weiten Röhren 400 Volt und weniger) beobachteten. Meist entsteht dann für kurze Zeit auch die rotgelbe Aureole unmittelbar auf der Kathode, womit eine starke Zerstäubung der Kathode verbunden ist, dann pflegt die Entladung plötzlich zu erlöschen. Läßt man jedoch die Kathode vor der Erregung nur schwach rot glühen und erregt dann, so kann man meist bei Steigerung der Temperatur und gleichzeitigem Reiben des Glasstabes eine Entladung von einigen Milliampere, wie bei Verwendung einer Hochspannungsbatterie, hervorrufen, die die gewöhnlichen Unterschiede in den einzelnen Teilen aufweist und geschichtet ist. Verringert man nun den Druck, so vermindert sich die Zahl der Schichten, bei Verminderung des Glühzustandes nimmt die Stromstärke ab bis zu einem Grenzwert, für den die Entladung ganz verschwindet. Im Telephon zeigt sich die Entladung als diskontinuierlich. Bei einem Druck von 0,03 mm ist die Zahl der Schichten bei dem verwendeten Rohre auf vier gesunken, das positive Licht hat sich immer mehr gegen die Kathode zu ausgebreitet, die Grenzen der Schichten sind sehr verwaschen, der dunkle Raum wird kleiner, und die Minimal-

[1]) H. KONEN und W. JUNGJOHANN, Verh. d. D. Phys. Ges. 12, 148, 1910.



stromstärke, bei der die helleuchtende Entladung eben noch bestehen kann, ist auf etwa $4 . 10^{-5}$ Amp. gesunken. Bei noch tieferen Drucken verschwindet die Schichtung vollständig. Im Telephon ist die Entladung jetzt kontinuierlich und gegen genäherte Leiter nicht mehr empfindlich. Bei Drucken von 0,003 mm endlich kann man bis zu sehr kleinen Stromstärken (beobachtet wurde bis zu $4{,}3 . 10^{-9}$ Amp.) gehen, ohne daß die Entladung unterbrochen wird. Infolge des, wenn auch schwachen, Leuchtens der Kathode kann man jedoch das Leuchten der Entladung nicht mehr sehen; daß jedoch die Entladung noch bestand, konnte man dadurch nachweisen, daß man den Glühzustand wieder steigerte, und hierdurch ein Wachsen der Stromstärke und sichtbares Leuchten erreichte. War jedoch, wie bei höheren Drucken, die Entladung erloschen, so hatte das Steigern des Glühzustandes und selbst Reiben des Stabes zunächst keine Wirkung, sondern erst bei viel stärkerem Glühen setzt die Entladung wieder ein.

Die Form der Entladung entspricht somit der von E. Wiedemann beschriebenen: sie zeigt von der Anode bis nahe an die Kathode ein ziemlich gleichmäßiges Leuchten; um die Kathode selbst scheint, soviel man bei dem zwar schwachen Glühen derselben beobachten kann, das Gas nicht zu leuchten. Dies entspricht auch der von Wehnelt [1]) beobachteten Erscheinung, die bei höheren Drucken und Stromstärken stets auftrat, daß bei bestimmtem Glühzustande aus dem negativen Glimmlicht, welches als solches verschwindet, eine neue positive Schicht entsteht, welche bis nahe an die glühende Kathode heranreicht, während in unmittelbarer Umgebung der Kathode das Gas völlig dunkel ist.

Somit lassen sich bei Verwendung einer Glühkathode Gasentladungen von sehr kleinen Stromstärken hervorrufen. Hierbei ist jedoch zu beachten, daß diese Entladungsform, worauf auch J. Stark [2]) hinweist, nicht mit dem gewöhnlichen selbständigen Glimmstrom identisch ist, „da sie erlöschen wird, wenn die Kathode sekundär nicht mehr erwärmt wird, da ferner ihr Kathodenfall keinen Normalwert besitzen und außerdem von der Temperatur abhängen wird“.

---

[1]) A. Wehnelt, Wied. Ann. **14**, 466, 1904.
[2]) J. Stark, Wied. Ann. **13**, 393, 1904.

H. A. Wilson [1]) hatte versucht, bei gewöhnlichen Entladungen zu möglichst kleinen Stromstärken zu gelangen, um hierbei den Gang des Potentialgradienten zu untersuchen, fand aber, daß bei Anwendung von Stromstärken unter 10^{-4} Amp. die Entladung intermittierend wurde oder verschwand. Um zu kleineren Stromstärken zu gelangen, setzte er an sein Entladungsrohr ein zweites an, dessen Achse senkrecht zu der des ersten stand, und das eine durch ein Galvanometer geerdete Elektrode und zwei Sonden enthielt. Dann ging eine sehr schwache Entladung durch das abgezweigte Rohr, wenn im anderen die Hauptentladung überging.

Wilson fand, daß der Gradient mit sinkender Stromstärke zuerst langsam, dann stärker abnahm, während er für größere Stromstärken sich einem konstanten Werte näherte. Bei noch größeren Stromstärken wurde die Entladung plötzlich intermittierend, und ihr Gradient viel geringer als bei der stetigen Entladung.

Es erschien von Interesse, auch in unserem Falle den Gang des Gradienten eingehender zu untersuchen, da die hier auftretenden Stromstärken die gleichen wie bei Wilson sind. Dazu wurde ein Entladungsrohr mit seitlichen Ansätzen versehen, durch die fünf aus Platindraht bestehende, in Glas eingebettete Sonden geführt und mit weißem Siegellack eingekittet wurden. Zur Strommessung diente anfangs ein empfindliches Deprezgalvanometer, dann ein Siemensgalvanometer von der Empfindlichkeit $e = 1200$ [2]). Die Messung der Potentialdifferenzen geschah mit einem Thomsonschen Quadrantenelektrometer, das zuerst in der „Nadelschaltung" nach dem Vorgange von W. Matthies [3]), später, da hierbei infolge der großen Kapazität bei den geringen Strömen das Elektrometer das zu messende Potential nur sehr langsam annahm, in der Quadrantschaltung verwandt wurde, wobei die Quadrantenpaare mit den beiden Sonden, die Nadel mit einem Hilfspotential von 220 Volt verbunden wurden. Die Zuleitungsdrähte des Elektrometers mußten gut isoliert sein, ebenso bei der Nadelschaltung die Batterie, die das Hilfspotential lieferte; in gleicher Weise

[1]) H. A. Wilson, Phil. Mag. (6) **6**, 180, 1903.

[2]) Die Empfindlichkeit ist der Skalenausschlag in Millimeter bei einer Entfernung von 1 m, den ein Strom von 10^{-6} Amp. hervorrufen würde.

[3]) W. Matthies, Inaug.-Diss. Erlangen 1906, S. 6.

wurde das Galvanometer sorgfältig durch untergelegte Bernsteinbüchsen isoliert.

Der Druck im Entladungsrohr konnte nicht konstant gehalten werden, da die Kathode trotz stundenlangen Glühens immer wieder so viel Gas abgab, daß der Druck beträchtlich stieg. Eine zwischen Luftpumpe und Entladungsrohr gelegte große, gleichzeitig mitevakuierte Glasflasche von 12 Liter Inhalt verminderte zwar diese Fehlerquelle, beseitigte sie aber nicht vollständig. Besonders bei den kleineren Stromstärken trat das Wachsen des Druckes sehr störend hervor, da meist bei etwas höherem Druck die Entladung verschwand. Infolgedessen konnten Beobachtungen für die kleinstmöglichen Stromstärken nur in der Weise angestellt werden, daß während des Versuches ständig die Luftpumpe in Gang war und wenigstens annähernd den Druck auf etwa 0,002 mm konstant hielt. Bei dem somit stets wechselnden Gasinhalt und der außerordentlichen Empfindlichkeit der Glimmentladung gegen derartige Veränderungen, war es ausgeschlossen, absolute Werte zu erhalten, und die unten angegebenen Zahlen sollen nur den Gang der Potentialverteilung und der Abhängigkeit des Gradienten von der Stromstärke geben.

Der Heizstrom wurde anfangs von Akkumulatoren großer Kapazität geliefert; da hierbei nur ein kleiner Vorschaltwiderstand benutzt werden konnte, um die notwendige Stromstärke zu erhalten, so beeinflußten schon geringe Änderungen am Vorschaltwiderstand den Glühzustand der Kathode und damit die Stromstärke im Entladungsstromkreis ganz beträchtlich. Eine sehr gute Regulierung der Stromstärke war jedoch möglich, als zum Betrieb der Kathode die Institutsleitung von 110 Volt mit großem Vorschaltwiderstand verwandt wurde. Allerdings machten sich hierbei auch schon geringe Änderungen in der 110-Volt-Leitung, etwa das Einschalten einer Glühlampe am Galvanometer des Hauptstromkreises bemerkbar, deshalb wurde vor jeder Elektrometerablesung die Stromstärke abgelesen und eventuell auf den gewünschten Wert nachreguliert. Die Kathode und damit die 110-Volt-Leitung wurde mit dem Nulleiter der 220-Volt-Leitung, die Anode durch einen Glühlampenwiderstand, der gleichfalls isoliert aufgestellt war, und das Galvanometer mit dem + 220-Volt-Pol verbunden.

1. Potentialgradient zwischen je zwei Sonden.

Die folgenden Tabellen geben die für verschiedene Drucke und Stromstärken für den Potentialgradienten zwischen je zwei Sonden erhaltenen Werte. Wurde eine Versuchsreihe zur Kontrolle gleich wiederholt, so ergab sich meist gute Übereinstimmung. Wurde außer dem Gradienten auch Anoden- und Kathodenfall gemessen, so stimmte die Summe der Potentialdifferenzen bis auf einige Prozent mit dem Gesamtentladungspotential, das mit dem Voltmeter bestimmt wurde, überein.

Tabelle 1. $p = 0{,}013$ mm, $i = 30 \cdot 10^{-6}$ Amp.
Tabelle 2. $p = 0{,}010$ mm, $i = 20 \cdot 10^{-6}$ Amp.
Tabelle 3. $p = 0{,}007$ mm, $i = 37{,}5 \cdot 10^{-6}$ Amp.

Sonden	Gradient	Sonden	Gradient	Sonden	Gradient
1—2	2,1	1—2	2,9	1—2	2,3
2—3	2,5	2—3	2,7	2—3	4,0
3—4	3,4	3—4	3,4	3—4	4,2
4—5	2,2	4—5	2,2	4—5	3,9

Tabelle 4. $p = 0{,}002$ mm, $i = 10{,}4 \cdot 10^{-6}$ Amp.
Tabelle 5. $p = 0{,}017$ mm, $i = 6{,}95 \cdot 10^{-6}$ Amp.
Tabelle 6. $p = 0{,}002$ mm, $i = 8{,}7 \cdot 10^{-6}$ Amp.

Sonden	Gradient	Sonden	Gradient	Sonden	Gradient
1—2	5,2	1—2	3,7	1—2	5,6
2—3	4,3	2—3	3,85	2—3	4,6
3—4	4,3	3—4	3,7	3—4	4,4
4—5	3,3	4—5	3,27	4—5	4,2

Bei kleineren Stromstärken hatte das Anlegen der Elektrometerzuleitungen an die Sonden meist ein Auslöschen der Entladung zur Folge. Da zum Wiederanregen der Glühzustand der Kathode stark gesteigert werden mußte, so traten hierbei stärkere Druckschwankungen auf und es ließen sich keine untereinander übereinstimmenden Potentialmessungen anstellen. Auch für die von E. Wiedemann beobachtete Entladungsform unter Verwendung der Influenzmaschine wurde versucht, Messungen des Potentialgradienten anzustellen, jedoch traten bei den kleinen Stromstärken

hier stets diskontinuierliche Entladungen und sprungweise verlaufende Änderungen des Gradienten auf; die Entladung ging dabei in die empfindliche Entladungsform über, wodurch quantitative Bestimmungen unmöglich wurden. Dies entspricht auch den von H. A. WILSON[1]) und R. REIGER[2]) gemachten Beobachtungen.

Gleichzeitige Messungen des Kathodenfalles bei Verwendung der schwach glühenden Wehneltkathode ergaben bei höheren Stromstärken nahezu konstante Werte von 45 bis 50 Volt; mit abnehmender Stromstärke wächst der Kathodenfall, wie zu erwarten, da die Stromstärke durch die Temperatur der Kathode bedingt ist. Die folgende Tabelle gibt für $p = 0{,}003$ mm die Abhängigkeit von der Stromstärke.

Tabelle 7.

Stromstärke $\times 10^8$	Kathodenfall	Stromstärke $\times 10^8$	Kathodenfall
246	48	20	75
193	50	19	76
86	57	6	82
81	59	4	84
61	62	1	87
46	65		

Für den Kathodenfall gilt das auf S. 654 Gesagte.

Der Anodenfall betrug meist etwa 50 Volt; die Veränderung der Stromstärke hatte keinen Einfluß, wohl aber die Beschaffenheit der Anode; nach längerem Gebrauch derselben wurden bedeutend höhere Werte (bis zu 80 Volt) erhalten.

2. Abhängigkeit des Gradienten von der Stromstärke.

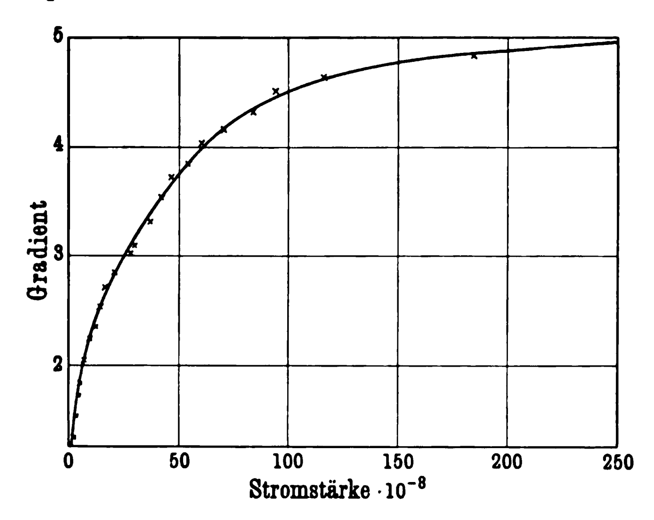
Die Stromstärke wurde durch Veränderung des Glühzustandes variiert, die Empfindlichkeit des Galvanometers durch passende, isoliert aufgestellte Nebenschlußwiderstände. Es wurden Messungen zwischen allen Sonden ausgeführt; der Verlauf war stets der gleiche. Tabelle 8 gibt diese Gradienten zwischen den Sonden 1 und 2 bei einem Druck von 0,009 mm.

[1]) A. a. O.
[2]) R. REIGER, Sitz.-Ber. d. phys.-med. Soz. Erlangen 37, 96, 1905.

Tabelle 8.

Stromstärke	Gradient	Stromstärke	Gradient	Stromstärke	Gradient
$496 \cdot 10^{-8}$	5,23	$54,0 \cdot 10^{-8}$	3,86	$10,8 \cdot 10^{-8}$	2,37
357	5,16	47,9	3,69	10,4	2,34
252	5,00	41,8	3,52	8,0	2,22
183	4,84	36,6	3,28	6,0	2,06
116	4,66	28,7	3,13	4,8	1,88
94,0	4,50	27,7	3,02	3,95	1,74
82,7	4,34	19,9	2,87	3,1	1,56
68,8	4,18	15,6	2,70	2,15	1,38
61,0	4,02	13,7	2,54		

Aus der Tabelle 8 und der Kurve geht hervor: Der Gradient wächst von Stromstärken von der Größenordnung 10^{-9} Amp. an mit wachsender Stromstärke zunächst rasch,



dann langsamer und nähert sich hierauf einem konstanten Grenzwerte. Steigert man die Stromstärke noch mehr, so bleibt er zuerst konstant, dann aber beginnt er meistens mit wachsender Stromstärke wieder zu sinken; da aber dann gleichzeitig, wie oben erwähnt, sich allmählich die Schichtung der positiven Säule ausbildet, so gibt die zwischen zwei Sonden gemessene Potentialdifferenz nur einen Mittelwert des Gradienten in diesem

Bereich. Auch wird dann die Entladung häufig diskontinuierlich. Der Gang der Kurve ist somit der gleiche wie bei den von WILSON beobachteten Zweigströmen für die kleinen Stromstärken; ebenso fand auch WILSON bei den größeren Stromstärken Diskontinuitäten und ein Abnehmen des Gradienten für wachsende Stromstärken und dürften daher in beiden Fällen die Vorgänge die gleichen sein.

Erlangen, Physik. Institut der Universität, Juli 1910.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

12. Jahrg. 30. August 1910. Nr. 16.

Über einfache Anordnungen zur Erzeugung von Kanalstrahlen;
von E. Goldstein.

(Eingegangen am 10. August 1910.)

Durchlochte und geschlitzte Flächen waren die ersten Kathodenformen, an denen die Kanalstrahlen dargestellt wurden. An diese Formen lehnten sich die Erklärungsversuche an, welche annahmen, daß die Kanalstrahlteilchen vor der Kathodenplatte (an der Anodenseite) erzeugt würden, dann auf die Kathode zufliegen und, wenn diese mit Öffnungen versehen ist, einfach durch die Öffnungen weiterfliegen und jenseits derselben dann als Kanalstrahlen bemerkbar werden. Gegenüber dieser Annahme hatte ich die Auffassung ausgesprochen [1]), daß die Öffnungen der Kathode nicht einfache Durchlaßtore seien, und daß vielmehr die Wände der Öffnungen erst die Orte darstellen, an denen die Kanalstrahlen erzeugt werden. Bei einer mit einem Schlitz versehenen kreisförmigen Kathodenplatte z. B. wären als Erzeuger der beobachteten Kanalstrahlen wesentlich die beiden schmalen Rechtecke

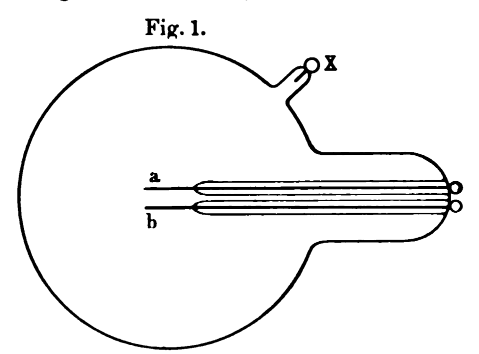
[1]) E. Goldstein, Verh. d. D. Phys. Ges. 4, 228, 1902.



anzusehen, welche die Wände des Schlitzes bilden. Nicht völlig verschwindend, aber relativ unbedeutend ist der Einfluß der beiden kurzen Verbindungsstücke, welche diese langen Rechtecke zu einem Parallelepipedon verbinden. Hiernach ist anzunehmen, daß die geschlitzte Kreisplatte zur Erzeugung von Kanalstrahlen einfach ersetzt werden kann durch zwei schmale kongruente, in kleinem Abstande einander gegenübergestellte Rechtecke. Daß dies in der Tat der Fall ist, habe ich l. c. gezeigt.

In der nachstehenden Mitteilung werden in weiterer experimenteller Ausführung der erwähnten Auffassung einige Anordnungen beschrieben, die schließlich zu äußerst einfachen Versuchsformen für die Erzeugung von Kanalstrahlen führen und, wie mir scheint, auch die verbleibenden Fragestellungen vereinfachen.

Fig. 1.



In einer kugelförmigen Röhre, wie Fig. 1, von 8 bis 10 cm Durchmesser seien außer der Anode x zwei gerade parallele Drähte a und b von etwa 4 bis 6 mm Abstand und 10 bis 15 mm freier Länge eingesetzt, die miteinander und dem negativen Pol des Induktoriums verknüpft sind. Die Röhre sei mit verdünntem Wasserstoff gefüllt; sie wird zweckmäßig aus einer Glassorte gefertigt, die auch bei geringer Gasdichte in den Kathodenstrahlen nur schwach phosphoresziert.

Den Raum zwischen den beiden Drähten können wir als einen Spalt oder Schlitz ansehen; die Wände des Schlitzes wären die einander zugekehrten Seiten der beiden Drähte. Im Sinne der oben erwähnten Auffassung von der Erzeugung der Kanalstrahlen überrascht es daher nicht, daß (wenn man in der Ebene der beiden Drähte senkrecht zu ihnen visiert), aus dem Spaltraum nach oben wie nach unten rosa Bänder sich ausbreiten (Fig. 2), welche ganz die charakteristischen Formen der Kanalstrahlbänder haben, die man bei geschlitzten Platten oder Doppelrechtecken beobachtet. Betrachtet man die Drähte a und b von den Spitzen her,

so sieht man auf die Kanten der Bänder und beobachtet, da die Bänder sich ein wenig gegeneinander neigen, die Lichterscheinung Fig. 3. Senkrecht zur Symmetrieebene der Bänder gehen von den Drähten zwei gutbegrenzte, schwach divergente Schatten aus, durch welche man darauf aufmerksam wird, daß auch außerhalb der Bänder das ganze übrige Gesichtsfeld in der Kugel von sehr mattem, unmittelbar kaum wahrnehmbarem Licht erfüllt ist.

Dreht man nun die Röhre nochmals um 90°, so daß die Gesichtslinie senkrecht zu den Drähten und zu deren Ebene liegt, so bemerkt man (Fig. 4) hell ein scheinbar in dieser Ebene liegendes, sich symmetrisch rechts und links von den beiden Drähten er-

Fig. 2.

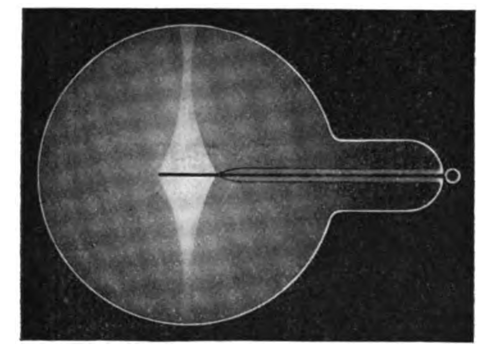
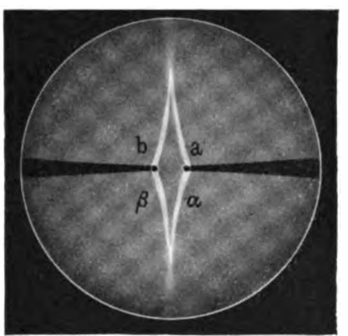


Fig. 3.

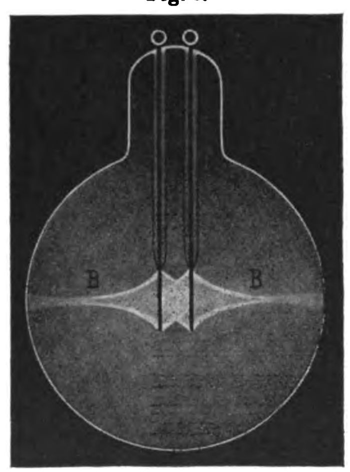


streckendes rosa Lichtband von ganz gleichem Umriß, wie die aus dem Spalt nach oben und unten sich ausdehnenden Bänder. Würde dieses helle Band in der Lage, die es einzunehmen scheint, wirklich existieren, so würde es den Ort der beiden Drahtschatten (Fig. 3) einnehmen müssen. Aber auch wenn es die Projektion eines schräg zur Ebene der Drähte gelagerten Einzelbandes wäre, so müßte es in dem Bilde Fig. 3 sich durch seine hellen Kanten markieren. Statt dessen ist der Querschnitt der Röhre (von den beiden Schatten abgesehen) ringsum gleichmäßig erleuchtet. Man muß also schließen, daß das scheinbar vorhandene helle Einzelband nur vorgetäuscht wird durch eine perspektivische Summation sehr zahlreicher von der Gesichtslinie durchsetzter, ganz schwacher, gleichgeformter Lichtbänder von der Form *BB* in Fig. 4. Daß dies die richtige Auffassung ist, erkennt man daran, daß man

bei der Röhrenstellung (Fig. 4) ein derartiges helles Band von der nämlichen Form zu erblicken glaubt, auch wenn man nicht senkrecht zur Ebene der Drähte, sondern in irgend einer zur Drahtebene beliebig schrägen Richtung in der Äquatorealebene der Röhre visiert.

Im ganzen folgt also: außer den beiden hellen Bandpaaren, welche von den beiden Drähten an ihren Spaltseiten sich nach oben und unten ausbreiten, sind die Drähte noch ringsum von unendlich vielen, nach allen Seiten gehenden ganz schwachen Lichtbändern derselben Form umgeben. Die Form der Bänder erinnert an den Umriß des Pariser Eiffelturmes; sie variiert etwas mit der Gasdichte, insofern mit abnehmender Gasdichte die Konvergenz der Umrißlinien zunimmt. Die Bänder bestehen, wie eingesenkte Schattenobjekte erkennen lassen, aus geradlinigen Strahlen. Geradlinig breiten sich auch diejenigen Strahlen aus, die außerhalb der Bänder noch das Gesichtsfeld erfüllen. Auch dies erkennt man mittels geeignet angebrachter Schattenobjekte. Wird an beliebiger Stelle im Kugelraum parallel zu a und b noch ein Draht c angebracht, so wirft der letztere im allgemeinen zwei geradlinig begrenzte, schwach divergente Schatten. Die Lage der (von den Spitzen der Drähte her beobachteten) beiden Schatten zeigt an, daß der eine durch Strahlen entworfen wird, die von a her kommen, der andere durch von b ausgehende Strahlen. Es sind also zwei Systeme von Strahlenwänden, einander durchdringend, im Raume gleichzeitig vorhanden, das eine um a, das andere um b als Achse herumgelagert.

Fig. 4.



Liegt c ungefähr über der Mitte der Geraden ab, so zeigt sich an c noch ein dritter Schatten, der auf ab senkrecht steht und von ab fortgerichtet ist. Auf die zugehörigen Strahlen komme ich weiter unten zurück.

Nun ersetzen wir, um uns den Verhältnissen an einem Plattenschlitz noch mehr zu nähern, die beiden runden Kathodendrähte *a* und *b* durch zwei ebene rechteckige, einander gegenübergestellte schmale Metallstreifen, etwa aus dünnem Nickel- oder Platinblech, ungefähr 1,5 mm breit und 10 bis 15 mm lang. Auch hier bemerkt man zunächst die beiden aus dem „Spalt" sich ausbreitenden Bandpaare, außer ihnen aber auch zwei Bänder von gleicher Gestalt, wenn man in Richtung der kurzen Rechteckseiten visiert. Analog erscheinen auch ebensolche Bänder selbst bei sehr schräger Visierrichtung in der zu den Längsseiten senkrechten Äquatorealebene. Visiert man dagegen entlang den längeren Seiten, so sieht man, wie im Falle der beiden Drähte, eine Kante dieser Bänder nicht. Daraus folgt, daß auch diesen Bändern keine Einzelexistenz zukommt und daß ihre scheinbare individuelle Existenz auf einer Summation zahlreicher schräg gegen die Bänder geneigter Strahlenwände beruht. Mit diesen schrägen Strahlenwänden hängen die bei geschlitzten Kathoden unter großer Apertur die eigentlichen Kanalstrahlen umhüllenden „Nebelstrahlen" [1]) zusammen.

Wird von den beiden Metallstreifen nur der eine, z. B. *a*, zur Kathode gemacht, der andere *b* neutral gelassen, so erblickt man an der von *b* abgekehrten Seite des Kathodenstreifens *a* hell dieselbe senkrecht zur Streifenebene gerichtete rosa Bandfigur, dagegen nur sehr schwach eine analoge Figur jenseits *b*. Außerdem aber erstrecken sich, wenn man senkrecht auf den Streifen blickt, in der (erweiterten) Streifenebene von den Längskanten des Streifens zwei rosa Bänder der bekannten Form in den Raum hinaus, in gleicher Form wie vorher bei Anwendung des Doppelstreifens, nur weniger lichtstark. — Die von *a* ausgehenden Kathodenstrahlen rufen an *b* schwache, sekundäre Kathodenstrahlen hervor [2]), schaffen somit auch, ohne daß *b* mit dem negativen Pol verknüpft ist, eine Art Doppelkathode. Daher wird *b* nun überhaupt entfernt. Gleichwohl bemerkt man, auch wenn nur ein einziger Kathodenstreifen in der Kugel zurückbleibt, an diesem schmalen Rechteck, wenn man senkrecht auf seine Ebene sieht, zwei Bänder (Fig. 5), wie

---

[1]) E. Goldstein, Verh. d. D. Phys. Ges. 4, 239, 1902.

[2]) E. Goldstein, Wien. Akad. Anzeiger 1884, S. 32, und Verh. d. D. Phys. Ges. 3, 198, 1901.

vorher am „Spalt“ des Doppelrechtecks, und ebenso zwei Bänder, wenn man in der Ebene des Streifens auf seine Längsseite visiert (Fig. 6). Die ersteren beiden Bänder scheinen also in der Ebene des Streifens zu liegen, die letzteren beiden mit ihrer Achse senkrecht zu dieser Ebene. Aber während man bei dem Doppelstreifen wenigstens das erste Bänderpaar auch von seiner Kante wahrzunehmen vermag, ist dies bei dem Einzelstreifen nicht mehr der Fall. Betrachtet man den Streifen in derjenigen Stellung, in der die Kanten der Bänder sichtbar werden sollten, also von der Schmalseite des Rechtecks her, so erhält man das Bild Fig. 7, d. h. ringsum eine gleichmäßige Erhellung, die nur zwei schmale dunkle, in den äußeren Partien etwas verwaschen begrenzte Bänder um die Ebene des Streifens selbst zeigt, also gerade dort,

Fig. 5.

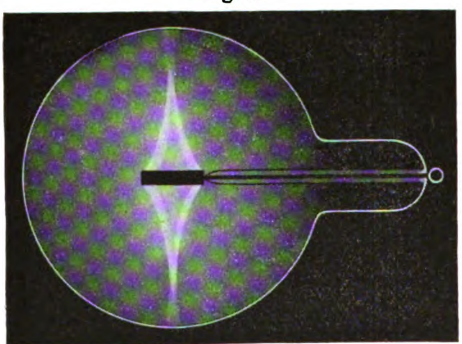


Fig. 6.

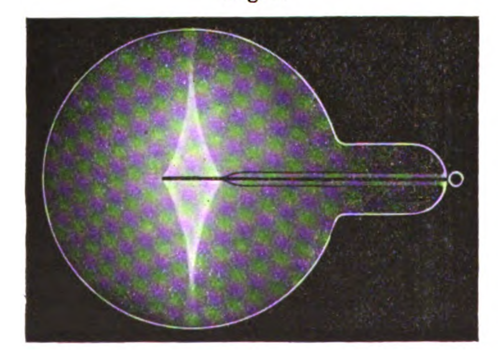
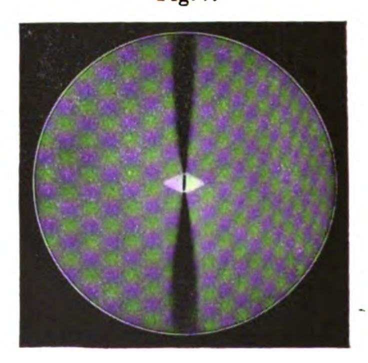


Fig. 7.



wo man die hellen Bänderkanten erwarten würde. Wie die Figur zeigt, sieht man aber auch ebensowenig die helle Projektion der in Fig. 6 dargestellten, scheinbar senkrecht zur Streifenebene gelagerten Bänder.

Der Schluß, den das Bild Fig. 7 gestattet, ist also, daß bei dem Einzelstreifen weder das eine noch das andere Bandpaar, wie es zunächst den Anschein hatte, als schmales Helligkeitsmaximum individuell existiert, sondern daß nur rings um den Streifen unzählige schwache, unter sich gleich helle Bänder gelagert sind, deren Licht durch Summation auf der Gesichtslinie sich für das Auge zu scheinbar existierenden Einzelbändern addiert. Damit stimmt es, daß man die Bänder auch wieder zu erblicken glaubt, wenn man in der die Längsseite unter rechtem Winkel schneidenden Äquatorealebene in irgend einer schrägen Richtung auf die Elektrode sieht; die Streifen erscheinen bei irgendwelcher schrägen Visierrichtung sogar heller, als wenn diese Richtung in die Streifenebene selbst fällt. Die zur Streifenebene scheinbar senkrechten Bänder haben also die geringste Helligkeit.

Die bisher beschriebenen Erscheinungen lassen vermuten, daß auch schon an einem einzelnen geraden Draht die Kanalstrahlenbänder zu beobachten sein werden, insofern man rings um einen solchen Draht sich einen von unendlich vielen Strahlenbändern erfüllten Raum vorzustellen hätte, und daß bei jeder zum Draht senkrechten Beobachtungsrichtung zwei solche Bänder sich für das Auge projizieren würden. Dies beobachtet man in der Tat. Setzt man in ein kugel- oder zylinderförmiges Gefäß z. B. einen 0,4 bis 1 mm dicken, geraden Platindraht als Kathode ein und benutzt als Füllung verdünnten Wasserstoff, so geht von dem Draht bei jeder ihn um die Mitte senkrecht schneidenden Visierrichtung scheinbar ein rosa Bandpaar aus, das den typischen Umriß wie bei Doppelkathoden zeigt und in allen Eigenschaften mit den Kanalstrahlen übereinstimmt. Das Problem der Entstehung der Kanalstrahlen ist somit zurückgeführt auf die Frage, wie diese Strahlung an einem einfachen geraden Draht zustande kommt.

Eine Anzahl bisher für die Entstehung der Kanalstrahlen aufgestellter Hypothesen scheiden damit, wie mir scheint, sogleich aus; doch soll zunächst hierauf nicht näher eingegangen werden.

Daß die Kanalstrahlen schon an einem einfachen Draht in allen ihren charakteristischen Eigenschaften auftreten, kann vielleicht Verwunderung darüber hervorrufen, daß diese Tatsache erst jetzt



bemerkt wird. Denn wenn auch die Unzulänglichkeit des ersten Beobachters der Strahlen beliebig hoch eingeschätzt wird, so kommt doch außerdem in Betracht, daß viele Tausende von Drahtelektroden vor und nach der ersten Beschreibung der Kanalstrahlen auch anderen Beobachtern elektrischer Lichterscheinungen in stark verdünnten Gasen vor Augen gekommen sind. Die Gründe für die Nichterkennung dürften in folgendem liegen: Die meisten Beobachtungen an GEISSLERschen Röhren und bei sonstigen hierher gehörigen Versuchen über elektrische Entladungen sind in verdünnter Luft angestellt, bei der das leuchtende Substrat wesentlich der Stickstoff ist. Nun scheint eine mindestens mittelbare Beziehung zwischen der Sichtbarkeit der Kanalstrahlen und dem Atomgewicht des leuchtenden Gases zu bestehen. Denn je größer das Atomgewicht und damit auch das Molekulargewicht ist, desto stärker werden, wie aus frühen Untersuchungen von LENARD hervorgeht, in dem Gase die zunächst lichtlosen Kathodenstrahlen absorbiert, ein desto größerer Energieanteil derselben kann also in Licht umgesetzt werden. Dagegen ist eine analoge Proportionalität zwischen Molekulargewicht und Absorption bzw. Lichtstärke für die Kanalstrahlen nicht erkennbar. Daraus erklärt sich, daß in Wasserstoff (und Helium), wo die Kathodenstrahlen nur schwach leuchten, die Kanalstrahlen außerordentlich viel mehr hervortreten als in Stickstoff und Luft, wo ihr Licht durch das helle Leuchten der Kathodenstrahlen vielfach ganz überglänzt wird. Neben dem Einfluß des Gassubstrats haben noch zwei andere Momente die Erkennung der Kanalstrahlen an einfachen Drähten erschwert: die allgemein übliche Benutzung des nicht zerstiebenden Aluminiums zu Elektrodendrähten und die Verwendung stark phosphoreszierender Glassorten zu den Entladungsgefäßen. Aluminium hat cet. par. ein erheblich geringeres Entladungspotential als z. B. Platin oder Nickel. Deshalb sind aber auch die von Aluminium ausgehenden Kathodenstrahlen stärker absorbierbar, somit heller als die Strahlen von Platin und Nickel; ihre relativ große Helligkeit ist ebenfalls geeignet, das Leuchten der Kanalstrahlen zu verdecken. — Von da ab, wo die Kathodenstrahlen größere Beachtung fanden, wurden für die Entladungsröhren meist Gläser verwendet, an denen diese Strahlen starkes, die Erkennung des Strahlenverlaufs erleichterndes Phosphoreszenzlicht hervorrufen.

Die Helligkeit dieses Leuchtens setzt den Lichteindruck der Kanalstrahlen sehr erheblich herab. Bei den oben beschriebenen Versuchen wurde daher Thüringer Hohlglas von sehr schwacher Phosphoreszenz benutzt. Leider hängt es vorläufig vom Zufall ab, ob man solches Glas erlangt, da die Glashütten die Umstände, von denen das Leuchten des Glases abhängt, noch nicht ganz zu beherrschen scheinen (man weiß ja, wie kleine Beimengungen die Phosphoreszenz wesentlich modifizieren) und jedenfalls auf die Leuchtfähigkeit des Glases oder die Unterdrückung derselben bei seiner Herstellung anscheinend noch kein Augenmerk richten.

Man kann jedoch, wenn schwach leuchtendes Glas nicht zur Verfügung steht, sich dadurch helfen, daß man die Entladungsröhren (dann am bequemsten Zylinder) an der Innenwand um die Kathode mit sehr dünnem Glimmer auskleidet. Dieses Material leuchtet, wenigstens in den mir bekannten Varietäten, unter der Einwirkung der Kathodenstrahlen kaum eine Sekunde lang und bleibt dann dauernd lichtlos. Man kann daher das Gasleuchten um die Kathode — im vorliegenden Falle die Kanalstrahlen — an dem mit Glimmer ausgekleideten Ende eines Zylinderrohres sehr gut beobachten, während man am anderen Ende der Röhre es an einem ganz gleichen Draht durch die unbekleidete und daher hell phosphoreszierende Wandung gar nicht oder nur sehr unsicher wahrnehmen kann. —

Die oben beschriebenen Versuche haben gezeigt, daß um einen einzelnen Draht oder um einen einzeln aufgestellten rechteckigen Streifen unzählige matte Lichtwände von der Helligkeitsverteilung der gewöhnlichen Kanalstrahlenbänder vorhanden sind. Durch Helligkeit ausgezeichnet ist kein einziges von ihnen. Dagegen ging bei naher Gegenüberstellung zweier Streifen (oder bei einem Plattenschlitz) von jeder der einander zugekehrten Seiten ein Bandpaar aus, welches die übrigen Bänder so sehr an Helligkeit übertrifft, daß man es auch von seiner Kante her einzeln wahrnimmt. Diese Steigerung der Helligkeit hängt zusammen 1. mit der Herabsetzung des Entladungspotentials durch gegenseitige Bestrahlung der einander zugekehrten Flächen[1]), 2. mit der Einwirkung, welche eine Kathode auf die Verteilung der S_1-Strahlen

[1]) E. Goldstein, Verh. d. D. Phys. Ges. 3, 198, 1901.



an einer anderen Kathode ausübt, wenn sie sich in dem sogen. CROOKESschen Raume derselben befindet bzw. wenn beide, wie dies bei kleinem Abstande in geringer Gasdichte der Fall ist, von einem gemeinsamen CROOKESschen Raume umschlossen sind. Bei dieser Einwirkung erfolgt an zwei einander zugekehrten Flächen eine Verdichtung der S_1-Strahlen, am leichtesten erkennbar an der Helligkeitsverteilung in der Schnittfläche der S_1-Strahlen mit der Kathode. Von der Helligkeit, Verteilung und Richtung der S_1-Strahlen hängt aber die Helligkeit und auch die Richtung der Kanalstrahlen ab [1]).

Die bisher beschriebenen Versuche machen es vielleicht schon wahrscheinlich, daß eine durchbrochene Kathode nicht bloß eine Art Schablone darstellt, die aus heranfliegenden Strömen positiver Teilchen einfach Bündel von gewisser Form ausschneidet und sie hindurchtreten läßt, sondern daß die Kanalstrahlen an der Kathode selbst ihren Ursprung nehmen. Die Geschwindigkeit, die den Strahlenteilchen auf Grund des Dopplereffektes zuzuschreiben ist, würden sie also nicht während des Heranfliegens durch eine von der Kathode ihnen erteilte Beschleunigung erlangen, sondern sie verdanken dieselbe vermutlich der Energie der S_1-Strahlen (erste Schicht des Kathodenlichts), zu denen sie in engster (Transformations- oder Auslösungs-) Beziehung zu stehen scheinen. Die S_1-Strahlen selbst dagegen, welche z. B. ungleich den Kanalstrahlen gegen elektrostatische Einflüsse außerordentlich empfindlich sind und von den ersteren auch in anderen Beziehungen sich deutlich unterscheiden, könnten ihre Energie wohl einer Anziehung durch die Kathode verdanken.

Es sei gestattet, noch einige Erscheinungen kurz zu erwähnen, die ebenfalls im Sinne der hier vertretenen Auffassungen zu sprechen scheinen.

Zwei benachbarte parallele (horizontal gedachte) Drähte erzeugen, wie oben erwähnt, zwei Bänderpaare, die aus dem „Spalt" sich nach oben und unten ausdehnen. Es werde noch ein dritter, den beiden ersten paralleler Draht von gleicher Länge hinzugefügt, so, daß die drei Drähte *abc* die Kante eines gleichseitigen Prismas

---

[1]) E. GOLDSTEIN, Verh. d. D. Phys. Ges. 4, 64, 1902.

bilden, ihre Spitzen also ein gleichseitiges Dreieck. Die drei Drähte bilden je zwei miteinander einen Spalt, im ganzen also drei Spalte. Macht man die drei Drähte gleichzeitig zu Kathoden, so würde man nun wohl dreimal zwei Bandpaare erwarten, deren Symmetrielinien (von den Spitzen her gesehen) die Seitenmitten des Spitzendreiecks rechtwinklig durchschneiden. Die Kombination gibt aber nicht sechs, sondern nur drei Bandpaare, die vom Innern des Spitzendreiecks sich nur in der Richtung nach den Winkelpunkten ausdehnen (Fig. 8). Die ebenfalls erwarteten, über die Seiten nach außen gehenden Bandpaare fehlen. Die auftretenden Schatten, je drei von einem Draht ausgehend, werden weiter unten noch besonders behandelt. Führt man den Versuch in der Weise aus, daß man zu zwei Drähten durch Anlegen einer beweglichen äußeren Brücke den dritten Draht hinzunimmt, so daß die zugehörigen Erscheinungen der doppelten und der dreifachen Kathode rasch miteinander abwechseln, so hat man in täuschender Weise den Eindruck, als wenn dieser Übergang sich dadurch vollzieht, daß nicht die z. B. vom horizontalen Spalt ab anfangs wie in Fig. 3 auch nach unten gehenden Bänder erlöschen, sondern als wenn diese beiden Bänder einander nahe ab kreuzen und dann wie die Schenkel einer weit geöffneten Schere weit auseinander klaffen, bis der von a ursprünglich nach unten gehende Schenkel sich bei b nahe in die verlängerte Halbierungslinie des Winkels b (Fig. 8) anlegt, der von b kommende Schenkel in die entsprechende Stellung von a springt. Die Erscheinung verläuft also nach dem Augenschein so, als wenn die Strahlen, welche in der Fig. 3 die Bänder α und β bilden, direkt abgelenkt würden, als wenn die Kanalstrahlen hier also einer unmittelbaren Anziehung (oder Abstoßung) unterlägen, die sie in weit abweichende Richtungen umlenkt. Gleichwohl glaube ich nicht, daß dies der Fall ist, sondern ich vermute, daß die Ablenkung nur eine scheinbare ist, und daß nur ganz mittelbar eine Einwirkung auf den Verlauf der Strahlen erfolgt. Die unmittelbare Wirkung des Hinzutretens der dritten Kathode ist eine Veränderung in der Verteilung der S_1-Strahlen bzw. eine Verschiebung der Insertionsstellen ihrer Maxima an der Oberfläche der drei Kathoden. Fungieren nur zwei Drähte als Kathoden, so liegen die beiden Maxima der ersten Schicht

einander an den Drähten gerade gegenüber, also in der Ebene der Drähte. Tritt der dritte Draht als Kathode hinzu, so verschieben sich die Maxima und liegen jetzt symmetrisch um die Halbierungsebenen der Kantenwinkel. Daraus resultieren aber völlig andere Antriebe der Kanalstrahlen, die nun keine Komponente von merklicher Helligkeit mehr nach den Spalten hin haben. — Die Dreiecks- bzw. Prismenform an sich bedingt nicht die Richtung der Bündel nach den Winkelpunkten hin. Denn wenn die drei parallelen Kathodendrähte so gestellt werden, daß ihre Spitzen nicht mehr ein gleichseitiges, sondern ein rechtwinklig gleichschenkliges Dreieck bilden, so erhält man die Er-

Fig. 8.

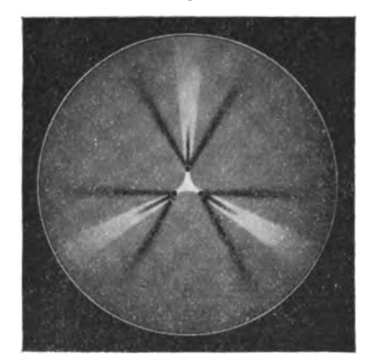
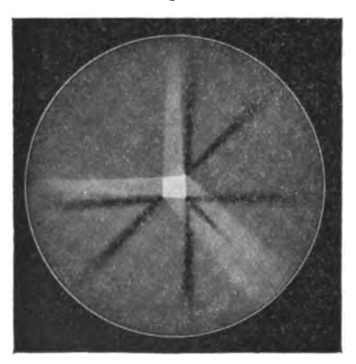


Fig. 9.



scheinung der Fig. 9, bei der nur das der Hypotenuse entsprechende Bandpaar nach dem Mittelpunkt gerichtet ist.

Tritt noch ein vierter paralleler Draht hinzu, dessen Spitze mit den drei anderen ein Quadrat bildet, so erhält man die Lichterscheinung Fig. 10, bei der infolge der gegenseitigen Einwirkungen der vier Drähte auf die Gleichgewichtslagen der S_1-Wurzeln die vier Bündelpaare wieder senkrecht zu den Spalten verlaufen. Ein näheres Eingehen auf diese Erscheinungsgruppen [1]) muß ich mir bis dahin ersparen, wo ich die gegenseitige Beein-

[1]) Die Richtung der Figurenbündel stimmt bis zu einem gewissen Grade mit der Richtung der Hauptbündel bei Doppelkathoden aus Vollflächen überein, deren Winkelpunkte wie die Spitzen der parallelen Drähte liegen.

flussung der S_1-Strahlen durch Nachbarkathoden näher habe schildern können.

Ebenfalls für die Annahme, daß Doppelkathoden durch ihre gegenseitige Anordnung nicht bloße indifferente Durchlaßtore der Kanalstrahlen bilden, sprechen gewisse Erscheinungen an Doppelkathoden, die ich bisher noch nicht erwähnt habe.

In den früher von mir beschriebenen Versuchen [1]) waren die Doppelkathoden zwei kongruente $n$seitige Polygone, die einander wie die Stirnflächen zweier gerade abgeschnittener $n$seitiger Prismen gegenüberstanden, — so daß sie bei senkrechtem Visieren

Fig. 10.

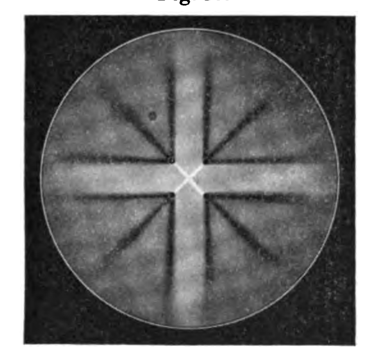
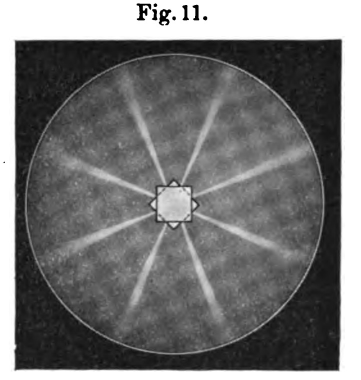


Fig. 11.



auf die eine der Flächen einander perspektivisch decken („sandwich-cathodes" in der englischen Literatur). Zwei in dieser Weise in geringer Distanz einander gegenüber gestellte Quadrate z. B. geben, wie bekannt, vier helle schmale Kanalstrahlbündel, die aus dem Zwischenraum der Platten an den Seitenmitten, senkrecht zu den Seiten gerichtet, hervortreten.

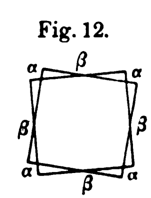
Es sei nun die konaxiale Parallelstellung der beiden Quadrate beibehalten, aber nicht mehr die erwähnte Art der Deckung, sondern das eine Quadrat sei gegen das andere um die gemeinschaftliche Achse mehr oder weniger gedreht. Nach der Auffassung, daß diese Bündel aus dem Außenraum auf die Kathode zu und durch ihre Spalte hindurchfliegen, würde man bei der erwähnten Drehung vielleicht erwarten, daß die vier Bündel ihre

---

[1]) E. Goldstein, Verh. d. D. Phys. Ges. 4, 231, 1902.

Richtung etwas ändern oder dergleichen. Der Versuch ergibt, daß dann aber überhaupt nicht mehr vier, sondern **acht** Bündel auftreten. Sind die beiden Quadrate um 45° gegeneinander gedreht, so erhält man das Bild Fig. 11. Die acht Bündel sind gleich hell, bilden miteinander gleiche Winkel und treten an den perspektivischen Kreuzungspunkten der beiden Quadratumrisse aus dem Spaltraum hervor. Ihre Richtungen halbieren die durch die perspektivischen Kreuzungen gebildeten Winkel der Quadratseiten, — die Bündel sind also nicht mehr senkrecht gegen irgend eine Quadratseite gerichtet, sondern ihre Achsen bilden mit den einander kreuzenden Seiten Winkel von $^3/_4\,R$. Sind die beiden Quadrate aber um irgend einen anderen Winkel als 45° gegeneinander gedreht, wie z. B. in Fig. 12, so bilden die acht Bündel zwei Vierergruppen von ungleicher Helligkeit. Die Bündel treten wieder an den perspektivischen Kreuzungspunkten aus. Von den acht Kreuzungspunkten liegen je vier (α) den Seitenmitten der Quadrate näher als die vier anderen Kreuzungspunkte β. Von den acht Strahlenbündeln sind nun diejenigen vier die helleren, die an den zu den Seitenmitten näheren Kreuzungspunkten austreten. Wird die eine Platte weiter gegen die andere gedreht, so nimmt die eine Gruppe an Helligkeit ab, die andere zu, während zugleich die Neigungen der Bündel gegen die Quadratseiten sich ändern, bis bei der deckenden Gegenüberstellung der beiden Platten die Helligkeit der einen Gruppe Null, die der anderen ein Maximum geworden ist. Die heller werdende Gruppe ist diejenige, deren Austrittsstelle sich der Seitenmitte nähert; gleichzeitig nähern sich auch ihre Bündel den Normalen zu den Seiten. Bei der schwächer werdenden Gruppe nähern die Bündel sich mehr und mehr der Diagonale und verschwinden in dem Augenblick, wo ihre Achsenrichtungen in die Diagonalen fallen.

Fig. 12.



Stellt man analog zwei gleichseitige Dreiecke konaxial, aber um 60° gegeneinander gedreht in geringem Abstand einander gegenüber, so erhält man (Fig. 13) sechs rosa Bündel, deren Achsen an den perspektivischen Kreuzungspunkten der Platten (also nicht mehr an den Winkelpunkten wie bei „sandwich“-

Dreiecken) hervortreten, — allgemein bei n seitigen Polygonen $2n$ Bündel, deren relative Helligkeiten und Richtungen sich mutatis mutandis wie bei den gedrehten Quadraten angeben lassen [1]).

Von Interesse und ein gutes Testobjekt bei Erklärungsversuchen für die Entstehung der Kanalstrahlen dürften auch die Erscheinungen sein, die bei ungleicher Verteilung des Stromes unter zwei Nachbarkathoden entstehen. Macht man wie weiter oben zwei parallel gestellte rechteckige Metallstreifen gleichzeitig zu Kathoden, indem man ihre äußeren Zuleitungsringe metallisch verknüpft, so sieht man bei der Betrachtung von den kurzen

Fig. 13.

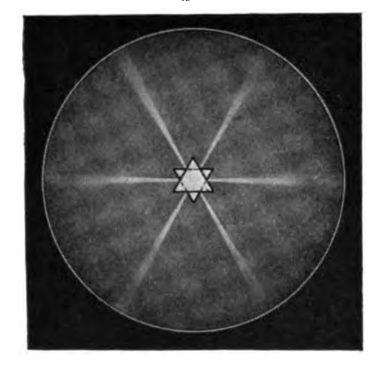
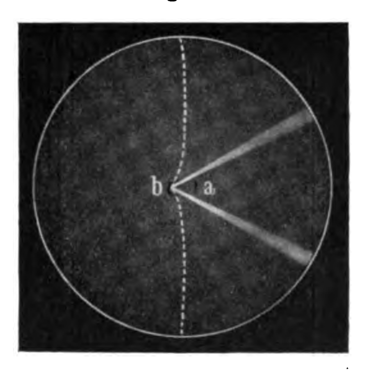


Fig. 14.



Seiten her die Kanalstrahlen sehr ähnlich der bereits in Fig. 3 dargestellten Form. Es sei nun aber von den beiden Metallstreifen nur a mit dem negativen Pol des Induktoriums metallisch verbunden, und von a zu b werde ein feuchter Faden von variabler Länge gelegt, der also gestattet, das Verhältnis der Stromstärken an beiden Streifen beliebig zu variieren. Ist nun die

---

[1]) Die obige Beschreibung veranschaulicht das Verhalten der Bündel für die Fälle eines geringen Abstandes der beiden Platten. Wächst der Plattenabstand auf mehrere Millimeter, so wird es augenfällig, daß die Bündel, namentlich die schwächere Gruppe, heller und schmaler erscheinen, wenn man auf jedes Bündel nicht in der Richtung der Plattenachse, sondern in einer dazu schrägen Richtung blickt. Die Bündel bilden dann schräg gegen die Ebenen der Platten geneigte Lichtwände. Die genaue Beschreibung ihrer jeweiligen Lagen würde sich dann etwas komplizierter gestalten.

(relative) Stromstärke an *b* sehr klein, so bemerkt man (Fig. 14) an Stelle der beiden von *b* nach oben und unten (in der Figur durch Punktierung angedeuteten) gegeneinander unter nahe 180° ausgehenden Kanalstrahlbänder zwei von *b* nach seitwärts gerichtete Bänder, die einen Winkel von nur etwa 45° einschließen. Verkürzt man den feuchten Faden, so daß *b* einen verstärkten Stromanteil empfängt, so wächst der Winkel dieser beiden Bänder und geht durch 90° in einen stumpfen über, bis seine Schenkel sich

Fig. 15.

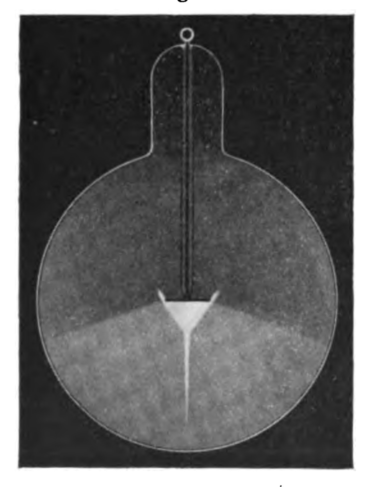
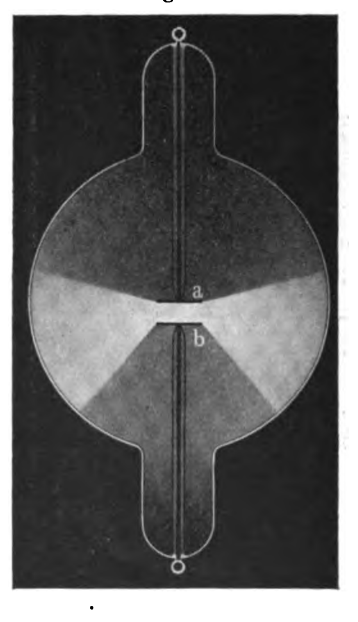


Fig. 16.



wieder in die bei metallischer Verknüpfung der Streifen beobachtete (punktierte) Lage einstellen. Die gleichzeitige Lagenänderung der beiden Streifen an *a* ist weniger auffällig. Eine eingehendere Beschreibung der Phänomene bei ungleicher Stromverteilung soll anderweit gegeben werden. Hier sei nur kurz noch darauf hingewiesen, daß die erwähnte Erscheinung unter anderem eine Reihe von ziemlich auffälligen Phänomenen z. B. bei Doppelquadraten veranlaßt, von denen das eine (*a*) zur Kathode gemacht, das andere (*b*) ohne Polverbindung gelassen wird. Die rosa Strahlen zeigen an *a* dann andere Ausbreitung, als wenn *b* gar nicht anwesend ist. Ist *a* allein vorhanden, an der Rückseite von einem isolierten Stiel getragen, so verlaufen seine

äußersten rosa Strahlen nach vorn, mehrere Grad gegen die Platte geneigt (Fig. 15). Ist aber *b* ebenfalls anwesend, so erscheint die Begrenzung der Strahlen nach hinten geneigt, als wenn *a* um seine Kante herum nach rückwärts gebeugte Strahlen aussenden würde (Fig. 16). Die Ursache ist, daß durch die von *a* auf *b* aufprallenden Kathodenstrahlen die Platte *b* zu einer schwachen Kathode wird. Sie gibt dann ganz wie bei Verknüpfung durch einen feuchten Faden Anlaß zu schräg gegen *a* geneigten geradlinigen Strahlen, die einen berührenden Kegel um *a* bilden und eine krummlinige zurückgebeugte Strahlung von *a* vortäuschen[1]).

Kurz möchte ich noch über einige Schattenerscheinungen berichten.

Es ist mir bisher nicht gelungen, bei Einschaltung von Schattenobjekten in Kanalstrahlenbündel von geschweiftem Umriß entsprechend auch gekrümmte Schatten zu erzielen, sondern alle Schatten erscheinen geradlinig begrenzt, — als wenn mindestens alle im freien Gasraum liegenden scheinbar gekrümmten Kanalstrahlenbänder in Wirklichkeit nur aus geradlinigen Strahlen zusammengesetzt wären. Einen gekrümmten Verlauf von Bündelgrenzen beobachtet man auch in dem Spaltraum zwischen ausgedehnten Platten, und ich hatte früher die Ansicht ausgesprochen, daß diese Krümmung auf einer Anziehung beruhen könnte, welche positiv geladene Strahlen durch Teile der negativ geladenen Kathode erfahren. Herr J. A. Orange[2]) hat eingehend einen Teil der Kanalstrahlerscheinungen untersucht, die an zwei stumpfwinkligen „sandwich"-Dreiecken auftreten; er beobachtet dabei gekrümmte Grenzen von Kanalstrahlbändern auch außerhalb des Spaltraumes der Doppelkathode und ist der Ansicht, daß für die Krümmung dieser äußeren Strahlen eine Erklärung aus Anziehungen durch Kathodenteile nicht anwendbar sei. Eine Krümmung der an sich geradlinigen Strahlen werde hierbei nur durch eine aus geradlinigen Elementen bestehende einhüllende Kurve vorgetäuscht. Mit dieser Auffassung würden meine oben erwähnten Versuche über Schattenprojektionen, die überall nur geradlinige

[1]) Der breite Schattenraum unterhalb *b* wird durch diese Platte in den von *a* ausgesandten Strahlen erzeugt.

[2]) J. A. Orange, Proc. Cambridge Phil. Soc. 15, 217 u. 334, 1909.

Schatten zeigen, in guter Übereinstimmung sein. Herr ORANGE glaubt ferner, daß diese Auffassung auch auf die Kurvenerscheinungen im Spaltraum anwendbar sei, ohne einen stringenten besonderen Beweis dafür beizubringen. Ich selbst kann vorläufig ebenfalls nichts Entscheidendes darüber mitteilen, benutze aber die erste Gelegenheit, um auszusprechen, daß ich meine l. c. ausgedrückte Ansicht über die Ursache der Bündelkrümmungen im Spaltraum jetzt für weniger sicher halte, da neben ihr eine andere, wenn auch nicht erwiesen, doch denkbar erscheint. — Herr ORANGE nimmt weiter mit anderen Autoren an, daß die Kanalstrahlen schon in beträchtlicher Entfernung von der Kathode entstehen und daß die Kathodenränder für die Richtung der Strahlen einflußlos sind. Daher wird das Problem behandelt, weshalb die Kanalstrahlen nicht schon vor, sondern erst hinter der Kathode helles Leuchten zeigen, und es wird ein Erklärungsversuch dafür aufgestellt. Wie ich vermute, wird die Ursache einfach darin liegen, daß die Kanalstrahlen vor der Kathode noch gar nicht existieren, sondern erst am Rande oder im Innern der Kathodenöffnungen erzeugt werden, und zwar durch Umsetzung der von den S_1-Strahlen gelieferten Energie. Um nicht mißverstanden zu werden, verweise ich ausdrücklich darauf, daß in dem Raume vor der Kathode allerdings noch Strahlen von den allgemeinen Eigenschaften der Kanalstrahlen vorhanden sind; dazu gehören 1. die K_1-Strahlen und 2. die Strahlen, welche von den Rändern der Kathode (oder von den Rändern des Durchschnittes der S_1-Strahlen mit der Kathode) nach einwärts über die Kathode hinstreichen, und z. B. bei entsprechend angebrachten polygonalen Einzelkathoden Bündelfiguren wie bei Doppelkathoden, aber in viel geringerer Helligkeit, erzeugen [1]). Aber alle diese Strahlen bewegen sich nicht auf die Kathode zu, sondern, wie Schattenobjekte beweisen, von ihr fort. Sie können also bei durchbrochenen Kathoden nicht als die Anfangsstrecken der jenseits der Öffnungen sichtbaren Bündel angesehen werden.

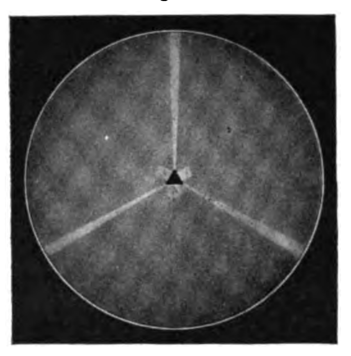
Die eben erwähnten, von den Rändern der Einzelkathoden nach einwärts streichenden Strahlen bilden nicht bloß platte lediglich unmittelbar über der Polygonebene verlaufende Strahlen-

---

[1]) E. GOLDSTEIN, Phys. ZS. 1, 133, 1899.

bänder, sondern sie gehen auch in weiter Apertur bis zu steilen Richtungen gegen die Kathodenebene von der letzteren aus. Benutzt man z. B. als Kathode in Wasserstoff ein gleichseitiges Dreieck von etwa 4 mm Seite, so sieht man (Fig. 17), senkrecht auf die Dreiecksfläche blickend, scheinbar drei an den Winkelpunkten in der Ebene des Dreiecks austretende helle schmale Bündel nebst drei schwächeren, von den Seiten ausgehenden Bündeln, auf welche letzteren ich bei anderer Gelegenheit näher zurückkomme. Aber auch diese Bündel entstehen durch perspektivische Summation von Strahlen, die bis zu sehr schrägen Richtungen gegen die Kathodenfläche geneigt sind. Daß die drei hellen Bündel nicht in der Ebene oder nahe

Fig. 17.



der Ebene des Dreiecks verlaufen, und daß sie überhaupt nicht in Wirklichkeit schmale Bündel sind, erkennt man daran, daß man weder nahe der Ebene noch in irgend einer anderen Visierrichtung die Bündel als helle Punkte projizieren kann. Man findet bei näherer Untersuchung, daß es sich um ganz analoge Verhältnisse handelt, wie weiter oben bei dem als Kathode benutzten rechteckigen Einzelstreifen. Nur fallen bei den geradzahligen gleichwinkligen Polygonen (Rechteck, Quadrat, reguläres Sechseck usw.) je zwei Streifen zusammen, die bei den ungeradzahligen (Dreieck, Fünfeck usw.) gesondert bleiben. Man erhält also bei einem regulären n-Seit, wenn n gerade ist, n Bündelstreifen; es treten aber $2n$ Streifen auf, wenn n ungerade ist. Das gleiche findet statt bei „sandwich"-Doppelkathoden. Nur sind

die von den Seiten der ungeradzahligen Doppelpolygone nach außen gehenden Strahlen stets viel matter, als die an den Winkelpunkten austretenden Bündel.

Weiter oben war erwähnt worden, daß zwei als Doppelkathode fungierende parallele Nachbardrähte von einem über der Mitte ihres Zwischenraumes angebrachten Schattenobjekt scheinbar drei Schatten werfen. Von diesen Schatten sind zwei in der Tat durch geradlinige Strahlen erzeugt, die von je einem Draht ausgehen; der dritte Schatten aber führt auf eine im freien Gasraum zwischen den beiden Drähten liegende Ausgangsstelle. Obwohl ich schon früh auch andere Erscheinungen beobachtet habe, die ebenfalls auf frei im Raum entspringende Kanalstrahlen schließen lassen, war mir doch lange Zeit das Zustandekommen solcher Strahlen nicht erklärbar. Erst die Entdeckung der Herren GEHRCKE und REICHENHEIM [1]) über den Einfluß des Potentialgefälles auf die Erzeugung von Anodenstrahlen im Gebiete des positiven Lichtes lieferte einen Schlüssel. Eine detailliertere Ableitung, welche anknüpft an die früher von mir beschriebene Erzeugung von neuen Kathodenstrahlen an Kathoden, die in den sogenannten CROOKESschen Raum einer anderen Kathode eintauchen [2]), soll bei einer anderen Gelegenheit gegeben werden. Hier sei vorläufig nur in Kürze folgendes bemerkt: Im Anodenlicht gehören zu den auch bei geringstem Gefälle sichtbaren Bündeln von negativen Strahlen, aus denen die positiven Schichten und die Striktionskathodenstrahlen bestehen, wahrscheinlich stets ebenso viele Bündel positive Strahlen, die von denselben Ursprungsstellen, aber in entgegengesetzter Richtung ausgehen. Genügend stark zur Wahrnehmung werden diese an sich stets vorhandenen Anodenstrahlen aber nur, wenn das erzeugende Potentialgefälle oberhalb gewisser Werte liegt. Im Anodenlicht erzeugen GEHRCKE und REICHENHEIM die erforderliche Höhe des Gefälles künstlich durch kleine Beimengungen zu den untersuchten Gasen. Um die Kathode aber ist bekanntlich in dem ganzen sogenannten CROOKESschen Raum ein starkes Gefälle auch in ganz reinen Gasen wirksam.

---

[1]) E. GEHRCKE u. O. REICHENHEIM, Verh. d. D. Phys. Ges. 10, 217, 1908.

[2]) E. GOLDSTEIN, Wien. Akad. Anz. 1884, S. 32. Bei etwaiger Durchsicht dieser Arbeit bitte ich das Druckfehlerverzeichnis zu berücksichtigen.

Die gegenseitige Einwirkung zweier Kathoden, von denen die eine im CROOKESschen Raume der anderen liegt, erzeugt sekundäre Bänder von Kathodenstrahlen, die ich l. c. als „Lateralstreifen“ bezeichnet habe. Durch die Diffusion der Lateralstreifen an den Gasteilchen entstehen im freien Raum tertiäre Strahlen, welche durch die von beiden Kathoden in entgegengesetzter Richtung auf sie wirkenden Abstoßungen in ein fast lineares Bündel oder in ein schmales Band zusammengedrängt werden. Das im CROOKESschen Raum auf diese tertiären Bündel wirkende Gefälle ist stark genug, auch die zugehörigen, in entgegengesetzter Richtung sich ausbreitenden positiven Strahlen hell sichtbar zu machen. Dies sind die zwischen den Nachbarkathoden frei im Raum entspringenden rosa Strahlen, die in dem beschriebenen Versuche den dritten Schatten erzeugen.

Weitere Versuche über den selektiven lichtelektrischen Effekt;

von R. Pohl und P. Pringsheim.

(Eingegangen am 1. August 1910.)

A. Allgemeines über den „selektiven" und den „normalen" Photoeffekt.

§ 18. Unsere bisherigen Versuche über den lichtelektrischen Effekt der Alkalimetalle im polarisierten und spektral zerlegten Lichte [1]) lassen sich einfach und ohne spezielle Hypothese unter der Annahme darstellen, daß es zwei verschiedene Arten des lichtelektrischen Effektes gibt: einen „normalen" und einen „selektiven". Der normale Effekt erstreckt sich von einem durch den elektropositiven Charakter des Metalles bedingten Grenzwert abwärts über das ganze kurzwellige Spektrum. Die Zahl der Elektronen, die von der Einheit der absorbierten Lichtenergie erzeugt werden, wächst ständig mit abnehmender Wellenlänge [2]), und die Orientierung der Lichtvektoren beeinflußt die Zahl der Elektronen nur insoweit, als sie die Absorption des Lichtes bedingt [3]). Der selektive Effekt hingegen ist auf ein enges Wellenlängenintervall beschränkt. In diesem erfährt der Effekt einen resonanzartigen Anstieg, aber nur dann, wenn die Orientierung der Lichtvektoren eine zur Metalloberfläche senkrecht gerichtete Komponente der elektrischen Feldstärke zustande kommen läßt.

Der normale Effekt findet sich bei allen bisher untersuchten Metallen, und auf ihn beziehen sich die bekannten Angaben

---

[1]) R. Pohl, Verh. d. D. Phys. Ges. **11**, 715, 1909; R. Pohl u. P. Pringsheim, ebenda **12**, 215—230, 349—360, 1910. Die Nummern der Paragraphen werden im Anschluß an diese früheren Mitteilungen gezählt.

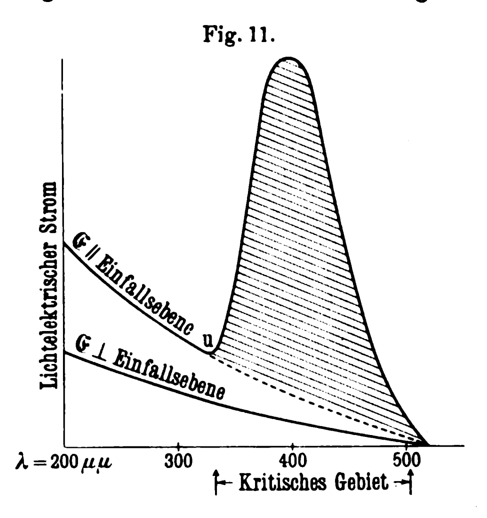
[2]) E. Ladenburg, Verh. d. D. Phys. Ges. **9**, 504, 1907; H. Mohlin, Akad. Abhandl. Upsala 1907. Die Versuche dieser Autoren beweisen die Tatsache direkt nur für die Energie des auffallenden Lichtes. Doch läßt die Form der mitgeteilten Kurven die Gültigkeit des Satzes auch für die absorbierte Energie fraglos erscheinen.

[3]) J. Elster und H. Geitel, Wied. Ann. **61**, 445, 1894; R. Pohl, Verh. d. D. Phys. Ges. **11**, 339, 609, 1909.



über die Geschwindigkeit der Elektronen, Temperaturunabhängigkeit usw., d. h. die Erscheinungen, die man jetzt im Bilde der PLANCK-EINSTEINschen Lichtquantenhypothese zusammenzufassen sucht[1]). Der normale Effekt findet sich auch bei den Alkalimetallen. Der Zusammenhang des lichtelektrischeu Stromes mit der Wellenlänge ist für beide Hauptlagen des elektrischen Vektors 𝔈 in der schematischen Figur 11 dargestellt. Dabei ist ein von Null verschiedener Einfallswinkel vorausgesetzt, und die Ordinaten beziehen sich auf gleiche auffallende Lichtenergie. Daher liegen

Fig. 11.



die Werte für 𝔈 ∥ Einfallsebene höher als die für 𝔈 ⊥ Einfallsebene. Die Kurve für 𝔈 ⊥ läßt sich an jedem reinen Alkalimetall beobachten, ebenso die für 𝔈 ∥ außerhalb des als „kritisches Wellenlängengebiet" bezeichneten Teiles der Abszisse. In diesem erhält man das gestrichelte Stück der Kurve z. B. dann, wenn man das Alkalimetallatom, etwa K oder Na, wie in § 11, in ihrem bei 20° flüssigen Hg-Amalgam untersucht, d. h. vielleicht das Alkaliatom in den Verband eines großen Moleküles bringt, da nach dem Schmelzdiagramm der Legierung das Vorhandensein von KHg_9 oder $NaHg_4$ wahrscheinlich ist.

---

[1]) Vgl. das Referat von R. LADENBURG, Jahrb. d. Rad. u. Elektr. 6, 425—484, 1909.

In der Regel jedoch addiert sich im kritischen Gebiete dem normalen Effekt ein selektiver, der durch das schraffierte Flächenstück angedeutet ist und den normalen Effekt oft um ein Vielfaches übertrifft. Die beiden Effekte sind voneinander vollkommen unabhängig, und es ist uns gelungen, Zellen zu erhalten, in denen der normale Effekt fast ganz verschwand, während der selektive Effekt sehr bedeutend war. Dies zeigt sich einerseits darin, daß für $\lambda = 254$ die Zelle ganz unempfindlich wird, wodurch gleichzeitig bewiesen wird, daß diese Wellenlänge wirklich schon außerhalb des kritischen Gebietes liegt; andererseits erreicht das Verhältnis $\eta \| / \eta \perp$ im kritischen Gebiete außerordentlich hohe Werte. So war in einem besonders deutlichen Fall [1]) bei $\varphi = 61^{0}$ für $\lambda = 254$ $\eta = 5 . 10^{-14}$ Amp./dmm, für $\lambda = 405$ $\eta = 473 . 10^{-14}$ und für $\lambda = 436$ $\eta \| / \eta \perp = 300$, während in den von uns früher publizierten Versuchen [2]) dies Verhältnis nie größer als 17 war, und der größte von ELSTER und GEITEL mitgeteilte Wert [3]) etwa 50 beträgt.

In einer solchen Zelle würde bei senkrechter Inzidenz fast gar keine lichtelektrische Wirkung vorhanden sein; und bei schrägen Einfallswinkeln erhält man nun von selbst Kurven, die dem in Fig. 11 schraffierten Flächenstück entsprechen, und die sich sonst durch die hier gewissermaßen automatisch ausgeführte Subtraktion des normalen vom Gesamteffekt ergeben. Eine bestimmte Erklärung dieses abnormen Verhaltens einzelner Zellen kann noch nicht gegeben werden, doch handelt es sich hier wohl wieder um die Bildung von für das Auge vollkommen unsichtbaren Oberflächenschichten, die ja auch sonst beim photoelektrischen Effekt eine große Rolle spielen. Jedenfalls scheinen diese dem selektiven Effekt angehörenden Elektronen ein größeres Durchdringungsvermögen zu besitzen als die des normalen Effektes, so daß die letzteren also durch eine Oberflächenschicht stärker gebremst werden. Daraus erklärt sich dann leicht die große Verschiedenheit in den Werten von $\eta \| / \eta \perp$, wie sie an verschiedenen Zellen und sogar an den gleichen Zellen zu verschiedenen Zeitpunkten gefunden wurden.

---

[1]) Versuch Nr. 900 bis 904; die Zelle enthielt 70 Proz. K.

[2]) R. POHL, Verh. d. D. Phys. Ges. 11, 720, 1909.

[3]) J. ELSTER und H. GEITEL, Phys. ZS. 10, 664, 1909.

§ 19. Alle Versuche über den selektiven Effekt beziehen sich auf die Einheit der **auffallenden** Lichtenergie; es seien daher in Kürze die Punkte angeführt, die zeigen, daß die Gebiete mit selektivem Photoeffekt nicht etwa lediglich Gebiete erhöhter Lichtabsorption darstellen, wie sie aus der Dispersion der optischen Konstanten folgen. Der im kritischen Gebiete beobachtete **gesamte lichtelektrische Effekt** wächst stark mit zunehmendem Einfallswinkel, so daß er unter Umständen bei $\varphi = 60^0$ schon mehr als das Hundertfache seines Wertes bei senkrechter Inzidenz erreicht [1]). Dagegen kann nach den DRUDEschen [2]) Näherungsformeln für senkrecht zur Einfallsebene polarisiertes Licht ($\mathfrak{E}\,||$) das Verhältnis der absorbierten Intensitäten bei senkrechter Inzidenz und unter dem Einfallswinkel φ nie den Grenzwert $\frac{1}{\cos^2\varphi}$ überschreiten, also für $\varphi = 60^0$ nie größer als 4 werden. Die DRUDEsche Näherung gilt nur für metallische Reflexion, solange $n^2(1+k^2)$ groß gegen 1 ist. Für einige Grenzfälle, bei denen n und k kleiner als 1 ist, wie dies bei stark selektiv absorbierenden Flüssigkeiten mit Oberflächen-Schillerfarben die Regel ist, aber auch an Metallen für bestimmte Wellenlängen vorkommt [3]), hat WALTER die Menge des reflektierten bzw. des in das zweite Medium eindringenden Lichtes nach den strengen Formeln von CAUCHY-VOIGT zahlenmäßig berechnet und gefunden, daß diese mit wachsendem Einfallswinkel

---

[1]) Z. B. Versuch Nr. 909: für $\varphi = 60^0$: $\eta = 470 \,.\, 10^{-14}$; für $\varphi = 0$: $\eta = 4 \,.\, 10^{-13}$.

[2]) P. DRUDE, Wied. Ann. 35, 523, 1888. Die betreffenden Formeln für die absorbierten Intensitäten bei Polarisation $\perp$ Einfallsebene ($\mathfrak{E}\,||$) und in der Einfallsebene ($\mathfrak{E}\perp$) lauten, wenn φ der Einfallswinkel ist:

$$\text{für } \mathfrak{E}\,||: \quad \mathfrak{L}\perp\varphi = \frac{4\,n\cos\varphi}{n^2(1+k^2)\cos^2\varphi + 2\,n\cos\varphi + 1},$$

$$\text{für } \mathfrak{E}\perp: \quad \mathfrak{L}\,||\,\varphi = \frac{4\,n\cos\varphi}{n^2(1+k^2) + 2\,n\cos\varphi + \cos^2\varphi}.$$

Daraus erhält man, wie leicht ersichtlich, für die Quotienten $\frac{\mathfrak{L}\perp\varphi}{\mathfrak{L}\perp\varphi = 0}$ und $\frac{\mathfrak{L}\perp\varphi}{\mathfrak{L}\,||\,\varphi}$ den oben angegebenen Grenzwert 4, wenn man n oder k unendlich werden läßt.

[3]) R. S. MINOR, Ann. d. Phys. (4) **10**, 581, 1903. Für $\lambda = 320\,\mu\mu$ wird am Silber $n = 0{,}61$ und $k = 0{,}74$, daraus $n^2(1+k^2) = 0{,}57$ (der Absorptionsstreifen zwischen 309 bis 325 $\mu\mu$).

sich nur um wenige Prozente ändert [1]). Endlich wäre noch die Vorstellung möglich, daß der selektive Photoeffekt in einer etwa durch Gasadsorption zu erklärenden Oberflächenschicht seinen Ursprung hätte, in welcher der Absorptionsindex k verschwindend klein wäre und in der für gewisse Wellenlängen die Intensität des eindringenden Lichtes nach den FRESNELschen Formeln für durchsichtiges Medium zu bestimmen ist; sie müßte dann unter dem Polarisationswinkel Φ ihr Maximum erreichen und wäre dort $\frac{(n+1)^2}{4n}$ mal so groß als bei senkrechter Inzidenz; dem Polarisationswinkel $\Phi = 60^0$ entspricht nun etwa ein Brechungsindex $n = 3$, das angegebene Verhältnis wird somit $4/3$, was wieder nicht im entferntesten den wirklich vorkommenden Werten entspricht.

Ganz ähnliche Betrachtungen lassen sich für das Verhältnis $\eta_\| / \eta_\perp$ durchführen; auch dies kann nach den DRUDEschen Formeln nie größer als $1/\cos^2\varphi$, nach den FRESNELschen Formeln nie größer als n^2 werden, während auch hierfür bei $\varphi = 60^0$ Werte bis über 200 vorkommen.

Endlich müßten die Alkalimetalle, wenn ihr selektiver Photoeffekt durch starke selektive Absorption einer Wellenlänge des sichtbaren Spektralgebietes (für k z. B. des blauen Lichtes) zu erklären wäre, bei schrägem Einfallswinkel eine ausgesprochene Metallfarbe besitzen, die bei senkrechter Inzidenz verschwinden müßte; dies ist niemals beobachtet worden und steht auch durchaus im Widerspruch mit den bekannten Metallfärbungen etwa des Goldes oder Kupfers. Es besteht also in der Tat keine Möglichkeit, das starke Anwachsen des lichtelektrischen Effektes im kritischen Gebiete rein optisch zu deuten.

B. Der selektive lichtelektrische Effekt als Funktion des Einfallswinkels.

§ 20. Der selektive Effekt ist eine Funktion des Einfallswinkels, da er für senkrechte Inzidenz des Lichtes verschwindet,

---

[1]) B. WALTER, Die Oberflächen- oder Schillerfarben, S. 62. Braunschweig 1895. Die Rechnung ist durchgeführt an Fuchsin und Diamantgrün für $\varphi = 0$ und $\varphi = 70^0$ bzw. $\varphi = 67^0$.

und es ist zu untersuchen, ob die Kurvenform bei einer Veränderung des Einfallswinkels sich selbst ähnlich bleibt, d.h. die Photoströme bei zwei Einfallswinkeln sich für alle Wellenlängen des kritischen Gebietes nur durch einen konstanten Faktor unterscheiden, oder ob der ganze Charakter der Kurve, ihre Symmetrie, Lage des Maximums usw. durch die Größe des Einfallswinkels bedingt wird; ferner ist die Frage zu entscheiden, ob das Maximum, das ja beim Übergang zu schrägeren Inzidenzen in die Höhe geht, bis zu beliebig großen Werten wächst, wenn es auf gleiche Mengen absorbierten Lichtes bezogen wird, oder ob es für streifende Inzidenz einem bestimmten Grenzwert zustrebt. Die Beantwortung dieser Fragen ist unbedingt nötig, ehe man an die theoretische Diskussion der anscheinenden Resonanzkurven herantreten kann; auch lassen sich sonst z. B. Versuche über den Temperatureinfluß, die wir demnächst mitteilen werden, nicht mit Sicherheit deuten, da ja die Oberflächenstruktur und somit auch die Einfallswinkel sich bei starker Abkühlung nicht unwesentlich ändern. Wir beschreiben deshalb im folgenden Versuche, die wir über die Abhängigkeit des selektiven Effektes vom Einfallswinkel angestellt haben, obgleich wir vorläufig noch nicht in der Lage sind, dieselben unter einem einheitlichen theoretischen Gesichtspunkte zusammenzufassen.

§ 21. Die Anordnung gleicht der § 4 dargestellten [1]). Nur wurde neben einem Glas- und Quarz- jetzt auch ein Steinsalzprisma benutzt, das die Hg-Linien 365 und 405 $\mu\mu$ leichter als das Quarzprisma zu trennen gestattet. Zur raschen Veränderung des Einfallswinkels diente eine Reihe von Anschlägen, gegen die der Arm A_2 des vertikalen Spektralapparates mit dem Fernrohr angelegt werden konnte.

Die lichtelektrische Zelle [2]) enthielt 70,4 Gewichtsprozente K und 29,6 Proz. Na und war mit Wasserstoff von $8 \cdot 10^{-4}$ mm Druck gefüllt.

Das Licht, dessen Energie mit der RUBENSschen Thermosäule (R, Fig. 1) bestimmt war, wurde auf den flüssigen Metallspiegel geworfen. Es ergab sich so nach § 7, Fig. 3 und 4, die

[1]) Ein Teil der benutzten Apparate war aus Mitteln der Jagorstiftung beschafft. (R. P.)

[2]) Eine Figur findet sich Verh. d. D. Phys. Ges. 11, 716, 1909.

Übereinanderlagerung der Kurven für 𝔈 ⊥ und 𝔈 || oder nach § 18 die Addition der normalen Effekte von 𝔈 ⊥ und 𝔈 || einerseits und des selektiven Effektes von 𝔈 || andererseits.

Es wurden wie früher die Photoströme für die sechs intensiven Hg-Linien $\lambda = 254, 313, 365, 405, 436, 546\,\mu\mu$ ermittelt. Die Energien dieser Linien verhalten sich in dem willkürlichen Maße der Galvanometerausschläge (Doppelmillimeter, dmm) ungefähr wie 18:60:70:30:50:150. Der Kürze halber haben wir nur die auf die Energieeinheit (1 dmm) berechneten Photoströme angegeben, statt wie früher einzeln den Strom, die Energie und ihren Quotienten anzuführen. Tabelle 14 gibt eine Meßreihe.

Tabelle 14.

Nr. 1000 bis 1039. 𝔈 || Einfallsebene.

Einfallswinkel φ	$\eta \parallel$ = ganzer Photostrom für die Energieeinheit in 10^{-13} Amp.				
	$\lambda = 436\,\mu\mu$	$405\,\mu\mu$	$365\,\mu\mu$	$313\,\mu\mu$	$254\,\mu\mu$
11°	21,0	33,5	45,5	34,3	14,8
20	32,6	55,8	77	36,8	9,9
27	31,0	52	64.5	22.7	6,74
39	61,1	90,5	95.5	30,9	9,05
49	88,1	128,5	122	34,8	8,4
61	80,5	118	102,2	23,1	6,8
73½	92,2	129	108	22,7	5,65
80	81,5	107	92	20,4	4,2

Bei diesen Messungen war das Licht so polarisiert, daß 𝔈 || Einfallsebene lag. Die Zahlen der einzelnen Vertikalreihen sind unter sich nicht vergleichbar.

Die Photoströme für die Energieeinheit der Wellenlänge $546\,\mu\mu$ betragen für alle Einfallswinkel weniger als $0,5 \cdot 10^{-13}$ Amp. und sind fortgelassen, weil sie in den späteren graphischen Darstellungen praktisch mit dem Nullpunkt auf der Abszisse zusammenfallen.

Da nach den Fig. 3 und 4 des § 7 die Wellenlänge 254 gerade am Ende des kritischen Gebietes liegt, so zeigt ein Vergleich der Zahlen η für $\lambda = 254\,\mu\mu$ mit denen für $\lambda = 365\,\mu\mu$ sofort die bekannte starke Zunahme des selektiven Effektes im Verhältnis zum normalen, wenn man von $\varphi = 11^0$ zu größeren Einfallswinkeln übergeht. Ebenso zeigen die Differenzen der ent-

sprechenden Werte für $\lambda = 365\,\mu\mu$ und $\lambda = 405\,\mu\mu$, wie das Maximum des Effektes bei kleinerem Einfallswinkel zu kürzeren Wellenlängen wandert. Eine solche Verschiebung ist für den Gesamteffekt von vornherein zu erwarten, weil bei kleinen Einfallswinkeln der Anteil des normalen Effekts von $\mathfrak{E}\,\|$ und $\mathfrak{E}\perp$ verhältnismäßig groß ist, und die Addition der normalen Effekte zum selektiven von $\mathfrak{E}\,\|$ nach Fig. 11 die Ordinaten der kürzeren Wellenlängen mehr erhöht als die der längeren.

§ 22. Ob auch das Maximum des selektiven Effektes allein eine Verschiebung erfährt, läßt sich erst nach Abtrennung des selektiven Effektes vom Gesamteffekt entscheiden. Zu diesem Zwecke haben wir von den Zahlen der Tabelle 14 den normalen Effekt subtrahiert, und zwar in der Weise, daß wir für den normalen Effekt, der bei $\lambda = 254\,\mu\mu$ allein beobachtet wird, einen linearen Abfall bis zu $\lambda = 546\,\mu\mu$ annehmen, wie er nach den schon mehrfach erwähnten Fig. 3 und 4 des § 7 sicher mit großer Annäherung vorhanden ist.

Diese Zerlegung führt zu den Zahlen der Tabelle 15, in der N den normalen und S den selektiven Effekt bezeichnet.

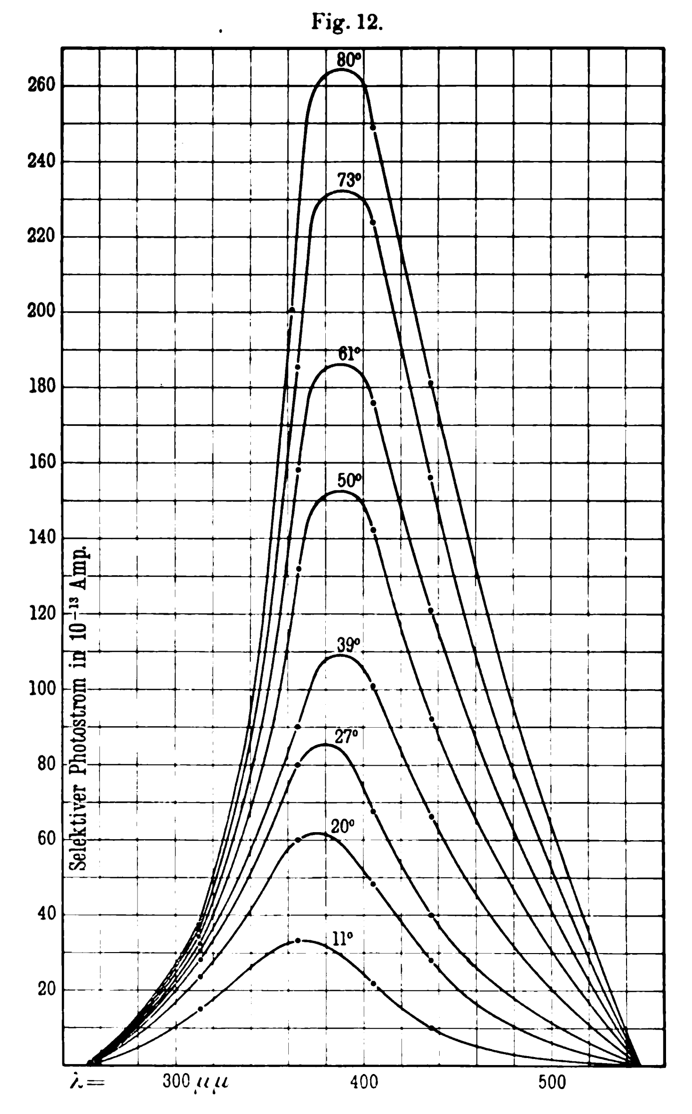
Tabelle 15.

Einfalls-winkel φ	N = normaler, S = selektiver Photostrom in 10^{-13} Amp.									
	$\lambda = 436\,\mu\mu$		$405\,\mu\mu$		$365\,\mu\mu$		$313\,\mu\mu$		$254\,\mu\mu$	
	S	N	S	N	S	N	S	N	S	N
11°	15	6	26	7,5	36	9,5	22	12,3	0	14,8
20	28	4,6	51	4,8	70,5	6,5	29	7,8	0	9,9
27	28,5	2,5	48,5	3,5	60,5	4	17	5,7	0	$6,7_4$
39	58	3,1	86	4,5	90	5,5	23,5	7,4	0	$9,0_5$
49	84,5	3,6	124,5	4	117	5	28,5	6,3	0	8,4
61	78	2,5	114,5	3,5	98	4,2	18,0	5,1	0	6,8
73	90	2,2	126,5	2,5	104,5	3,5	18,5	4,2	0	5,7
80	79	2,5	104,5	2,5	89	3	17	3,4	0	4,2

Die Kurven für alle acht Einfallswinkel sind in der Fig. 12 graphisch dargestellt. Dabei ist der Ordinatenmaßstab so gewählt, daß sich alle Kurven auf gleiche absorbierte Energie der Wellenlänge $\lambda = 254\,\mu\mu$ beziehen, d. h. alle Horizontalreihen der

Tabelle 15 sind auf gleiche Werte von $\eta \parallel 254\,\mu\mu$ umgerechnet, wie es in § 24 näher ausgeführt ist.

Fig. 12.

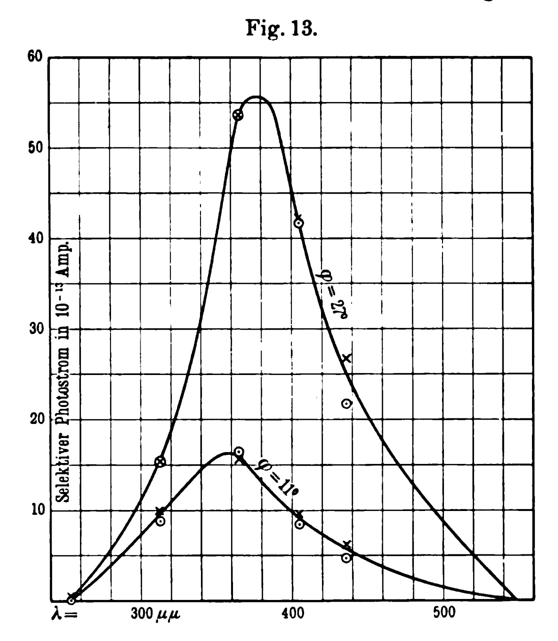


Man sieht sofort, daß die Kurven des selektiven Effektes für verschiedene Einfallswinkel keineswegs ähnlich bleiben. Vielmehr

verschiebt sich das Maximum beim Übergang von $\varphi = 11^0$ zu $\varphi = 60^0$ um etwa $20\,\mu\mu$. Auch bleiben die Kurven nicht symmetrisch. Für kleinere Einfallswinkel liegt der steilere Anstieg bei kurzen, für größere bei langen Wellenlängen. Nur bei einem mittleren Wert von φ wird eine symmetrische Form nach Art einer Resonanzkurve erreicht.

§ 23. Diese Verschiebung des Maximums und die Änderung der Symmetrie kann nicht etwa durch eine Willkür bei der Subtraktion des normalen vom Gesamteffekt hervorgerufen werden.

Fig. 13.



Ein solcher Einwand könnte wohl höchstens gegen die Zahlen für die kleinen Einfallswinkel von $\varphi = 11-27^0$ erhoben werden, da nach Tabelle 15 nur hier der subtrahierte normale Effekt die Größenordnung des selektiven erreicht. Da aber gerade für $\varphi = 11^0-27^0$ die Verschiebung des Maximums am ausgesprochensten ist, so haben wir noch durch besondere Versuche diesen Einwand widerlegt.

Zu diesem Zwecke wurde zunächst der selektive Effekt durch die angegebene Subtraktion an einer Zelle berechnet, die im

natürlichen Lichte untersucht wurde und einen noch größeren Normaleffekt als in Tabelle 14 besaß. Der gesamte Photostrom G_1, der selektive S_1 und der normale N_1 (letzterer sowohl $\mathfrak{E} \parallel$ wie $\mathfrak{E} \perp$ angehörend) sind in den beiden ersten Reihen der Tabelle 16 zusammengestellt. In den folgenden Reihen befinden sich die Zahlen, die an einer Zelle mit abnorm kleinem Normaleffekt, ebenfalls in natürlichem Lichte, erhalten werden. Man kann hier den Normaleffekt N_2 praktisch vernachlässigen und mit großer Annäherung $G_2 = S_2$ setzen. Dieser selektive Effekt S_2 ist endlich in den beiden letzten Horizontalreihen auf den Maßstab des durch Subtraktion erhaltenen S_1 umgerechnet, und die Werte in die Fig. 13 eingetragen. S_1 als $\odot$, S_2 als x. Die Werte schließen sich gut der gleichen Kurve an, das Maximum von $\varphi = 27^{\circ}$ ist deutlich gegen das von $\varphi = 11^{\circ}$ verschoben, und damit dürfte erwiesen sein, daß die Subtraktion selbst solcher Normaleffekte, die von der Größenordnung der selektiven sind, keine Willkür enthält, die eine Verschiebung des Maximums wie in Fig. 11 vortäuschen könnte.

Tabelle 16.

Natürliches Licht.

Einfallswinkel φ	G = ganzer, N = normaler, S = selektiver Photoeffekt, $\eta \parallel$ in 10^{-13} Amp.															Nr.
	$\lambda = 436\ \mu\mu$			405 $\mu\mu$			365 $\mu\mu$			313 $\mu\mu$			254 $\mu\mu$			
	G_1	S_1	N_1	G_1	S_1	N_1	G_1	S_1	N_1	G_1	S_1	N_1	G_1	S_1	N_1	
11°	7,6	4,6	3,1	12,4	8,4	4,0	21,4	16,3	5,1	15,4	8,9	6,5	8,1	0	8,1	388–402
27	26,9	21,7	5,2	48,2	41,6	6,6	62	53,6	8,4	26	15,2	10,8	13,5	0	13,5	254–264
	$G_2 = S_2$			$G_2 = S_2$			$G_2 = S_2$			$G_2 = S_2$			$G_2 = S_2$			
11	12,9			19,8			30,2			20,6			1,33			895–899
27	30			45,2			57,3			16,1			2,9			890–894
11	6,4			9,8			15			10,2			0,68			895–899
27	26,8			42			53,6			15,0			2,7			890–894

§ 24. Die Zahlen der Tabelle 15 waren wie die von Tabelle 14 nur in ihren Horizontalreihen vergleichbar, konnten daher wohl etwas über die Kurvenform des selektiven Effektes aussagen, nichts aber über die Höhe der einzelnen Ordinaten in den Vertikalreihen. Der Grund lag darin, daß die Absorption des Lichtes ($\mathfrak{E} \parallel$) stark mit φ variiert und überdies die beschleunigenden Spannungen

stets so eingestellt wurden, daß nach Möglichkeit der ganze Meßbereich des Elektrometers am Bronsonwiderstand ausgenutzt wurde. Doch werden die Zahlen auch in den Vertikalreihen vergleichbar, wenn man die Werte für jeden Einfallswinkel φ auf einen und denselben Wert für η 254 $\mu\mu$ reduziert, d. h. die selektiven Effekte auf gleiche Normaleffekte und somit auch auf gleiche Lichtabsorption von $\lambda = 254\ \mu\mu$ umrechnet, da $\lambda = 254\ \mu\mu$ am Ende des kritischen Gebietes liegt, folglich den reinen Normaleffekt von $\mathfrak{E} \parallel$ darstellt und dieser unabhängig von der Orientierung von $\mathfrak{E}$ einfach der Lichtabsorption proportional ist.

Die in dieser Weise auf $\eta \parallel 254\ \mu\mu = 10^{-12}$ Amp. umgerechneten Werte für den selektiven Effekt sind in der Tabelle 17 unter S_r zusammengestellt.

Tabelle 17.

Einfallswinkel φ	Selektiver Effekt in 10^{-13} Amp., auf $\eta \parallel 254\ \mu\mu = 10^{-12}$ Amp. reduziert.							
	$\lambda = 436\ \mu\mu$		405 $\mu\mu$		365 $\mu\mu$		313 $\mu\mu$	
	S_r	S_a	S_r	S_a	S_r	S_a	S_r	S_a
11°	10,1	10	17,1	22	24,3	33	14,8	14,8
20	28,3	28,3	51,5	48	71,3	60	29.3	24
27	42,3	40	72	68	89,5	80	25,2	28
39	64	66	95	103	99,5	90	26	30
40	100,5	92	148,5	142	139	132	34	31
61	115,5	121	169,2	176	146	158	26,6	32
73	154,5	157	224	224	184,5	184,5	32,7	35
80	188	182	249	249	212	200	40,4	36
(90)		(225)		(295)		(225)		(40)

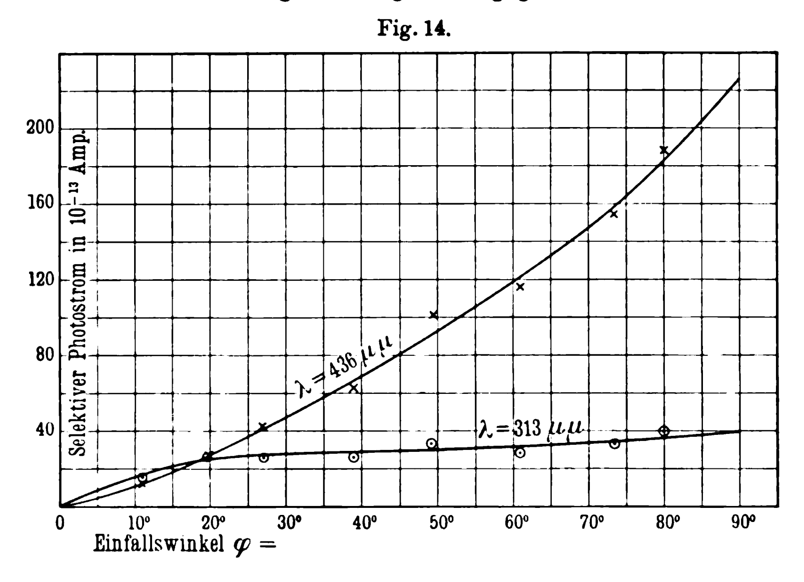
Für $\lambda = 313$ und $\lambda = 436\ \mu\mu$ sind die Zahlen in der Fig. 14 graphisch dargestellt und diese, sowie die Werte für 365 und 405 $\mu\mu$ rechtfertigen wohl die Annahme, daß die auf gleiche absorbierte Lichtenergie von $\lambda = 254\ \mu\mu$ bezogenen selektiven Photoströme einem endlichen Grenzwert zustreben, dessen angenäherte Werte für $= 90^0$ in Klammern beigefügt sind.

Gleichzeitig haben wir die Kurven der Fig. 14 benutzt, um die Beobachtungsfehler in den Reihen der einzelnen Einfallswinkel graphisch auszugleichen. Diese Fehler rühren in erster Linie von der Unsicherheit von $\eta \parallel 254\ \mu\mu$ her, die zur Reduktion auf gleiche

Lichtabsorption benutzt wurde, und wo die Spektrallinie mit der kleinsten Energie gerade mit der kleinsten lichtelektrischen Empfindlichkeit, d. h. eben der des Normaleffektes, zusammenfällt. Die so ausgeglichenen Zahlen, S_a der Tabelle 17, sind es, die wir der Konstruktion von Fig. 12 zugrunde gelegt haben.

§ 25. Es wurde bereits früher darauf hingewiesen, daß für die in den vorigen Paragraphen beschriebenen Tatsachen eine theoretische Erklärung vorläufig nicht gegeben werden kann. Es

Fig. 14.



ist natürlich möglich, daß die ganze Verschiebung in den Symmetrieverhältnissen der Empfindlichkeitskurven rein optisch zu erklären ist, indem infolge der Dispersion der optischen Konstanten die Absorption und damit auch der lichtelektrische Effekt für die einzelnen Wellenlängen in verschiedener Weise mit dem Einfallswinkel variiert. Weiter könnte daran gedacht werden, daß ja die Eindringungstiefe des Lichtes eine Funktion der Wellenlänge ist, und daß die gesamte Absorption der eindringenden Energie in Schichten vor sich geht, die desto dünner sind, je größer der Einfallswinkel ist; wenn also nur die aus einer gewissen sehr kleinen Tiefe kommenden Elektronen — etwa infolge von Absorption — imstande sind, die Metalloberfläche zu verlassen,

so müssen bei steiler Inzidenz die kürzeren Wellenlängen, die ja weniger tief eindringen, bevorzugt werden, während die größeren Wellenlängen mit wachsendem Einfallswinkel an Wirkung zunehmen müssen. Etwas Bestimmtes läßt sich hierüber aber nicht aussagen, solange nicht zuverlässige Messungen über die Anfangsgeschwindigkeiten vorliegen. Schließlich drängt sich die Vermutung auf, daß die große Höhe des Effektes für $\lambda = 436$ mit einem Herauskommen des für das freie K charakteristischen selektiven Effektes, dessen Maximum bei 436 liegt (§ 14), zusammenhängen könnte; doch spricht hiergegen die Tatsache, daß diese Erscheinung unabhängig von der Zusammensetzung der Legierung auftritt, bei 50 Proz. K genau ebenso wie bei 70 Proz.; auffallenderweise ist sie stets am stärksten in den Zellen mit dem kleinsten Normaleffekt.

§ 26. Zusammenfassung. Die Resultate der vorliegenden Arbeit sind kurz die folgenden: Der lichtelektrische Effekt an der flüssigen KNa-Legierung und analog wohl auch an den anderen Alkalimetallen setzt sich aus zwei voneinander vollkommen unabhängigen Teilen zusammen: dem normalen und dem selektiven Effekt. Es lassen sich Zellen herstellen, in denen fast nur der letztere vorhanden ist und in denen man daher bei $\varphi = 60^0$ für das Verhältnis der Photoströme für die beiden Hauptlagen der Polarisation Werte wie 300 und darüber erhält. Für den selektiven Effekt sind Lage und Höhe des Maximums vom Einfallswinkel abhängig: das Maximum verschiebt sich mit wachsendem Einfallswinkel um etwa 20 $\mu\mu$ von kürzeren zu größeren Wellenlängen. Die symmetrische Form der Kurven für $\varphi = 60^0$ ist nur zufällig, bei kleineren oder größeren Einfallswinkeln werden sie unsymmetrisch, so zwar, daß der bei steiler Inzidenz sehr kleine Effekt für blaues Licht bei großen Einfallswinkeln unverhältnismäßig groß wird. Die Höhe des Maximums endlich, auf gleiche absorbierte Energie bezogen, wächst mit zunehmendem Einfallswinkel beständig und strebt für streifende Inzidenz einem bestimmten endlichen Grenzwert zu.

Berlin, Juli 1910. Physik. Institut der Universität Berlin.

Zusatz bei der Korrektur: Wir haben zu § 13 nachzutragen, daß F. K. Richtmyer (Phys. Rev. 30, 385—393, 1910)



ein Maximum der lichtelektrischen Empfindlichkeit des Na bei $\lambda = 462\,\mu\mu$ angibt, während nach unseren Messungen der selektive Effekt des Na bei etwa $\lambda = 320\,\mu\mu$ zu suchen ist und schon die von Herrn RICHTMYER nicht erwähnten Messungen J. BRAUNS (Dissert. Bonn 1906) zeigen, daß bei $462\,\mu\mu$ keine Andeutung eines Maximums vorhanden ist. Wir glauben den Grund der abweichenden Angaben des Herrn RICHTMYER darin zu finden, daß Herr RICHTMYER die spektrale Energieverteilung seiner Lichtquelle nicht wie wir durch direkte Messung, sondern durch Berechnung ermittelt.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

12. Jahrg. 15. September 1910. Nr. 17.

Der selektive lichtelektrische Effekt an K-Hg-Legierungen;

von R. Pohl und P. Pringsheim.

(Eingegangen am 1. August 1910.)

§ 27[1]). Wir haben früher (§ 11) gefunden, daß Kalium in einer bei Zimmertemperatur flüssigen Hg-Legierung, die nach Analyse[2]) 0,5 Gew.-Proz. K enthielt, keinen selektiven Photoeffekt besitzt, obwohl die lichtelektrische Empfindlichkeit des Amalgams in dem Wellenlängengebiet, in dem reines K seinen starken selektiven Effekt zeigt ($\lambda = 320 - 550\,\mu\mu$), ausschließlich vom Kalium herrührt. Gleiches gilt von den flüssigen Amalgamen des Na und wahrscheinlich auch des Rb und Cs (§ 12). Diese Tatsachen haben wir dahin zu deuten gesucht, daß der selektive Photoeffekt keine Eigenschaft des Alkalimetallatoms allein ist, sondern von der molekularen Bindung des Atoms beeinflußt wird. Zur Prüfung dieser Ansicht haben wir nunmehr eine Reihe von

[1]) Die Nummern der Paragraphen zählen im Anschluß an unsere früheren Mitteilungen über den selektiven Photoeffekt: Verh. d. D. Phys. Ges. 12, 215—230, 349—360, 682—696, 1910.

[2]) Diese und alle folgenden Analysen verdanken wir der Liebenswürdigkeit des Herrn H. v. Wartenberg.



Versuchen an K-Hg-Legierungen verschiedener Zusammensetzung durchgeführt und glauben mit ihnen den Einfluß des fremden Atoms auf den selektiven Photoeffekt des Alkalimetalls sichergestellt zu haben.

§ 28. Die zu untersuchenden Metallegierungen haben wir an Hand des Schmelzdiagramms zusammengesetzt, das K. BORNEMANN [1]) in seinem Buche „Binäre Metall-Legierungen" nach Messungen von E. JÄNECKE [2]) dargestellt hat.

Die Legierung befand sich, wie früher die reinen Alkalimetalle, in kugelförmigen Zellen von 5 bis 6 cm Durchmesser, die an einem 15 bis 20 cm langen Ansatztubus ein Quarzfenster trugen und bereits früher ausführlich beschrieben sind [3]). Bei der Füllung der Zellen bot der hohe Schmelzpunkt einiger Legierungen technische Schwierigkeiten. Das Zusammenschmelzen der Metalle erfolgte in der Regel in einem Porzellantiegel, der mit einer schweren Glasplatte verschlossen wurde.

Die übrige Versuchsanordnung [4]) zur Messung des lichtelektrischen Stromes und der Energie der einzelnen Spektrallinien gleicht der in § 4 beschriebenen, unter Benutzung der in § 21 erwähnten Zusätze. — Der Einfallswinkel betrug stets angenähert 60°.

§ 29. Die Versuche begannen mit einer Legierung, die aus 20 g K und 60 g Hg zusammengeschmolzen war, von denen aber ein Teil beim Einfüllen in die Photozelle in den Reinigungskugeln zurückblieb. Die Oberfläche des Metalles war teils kristallinisch rauh, teils zeigte sie größere Kristallflächen von etwa 20 qmm Größe. Die Blende, die ein kleines zentrales Stück der auf die Thermosäule auffallenden Spektrallinie ausblendet (vgl. § 4), war so bemessen, daß ihr auf die Metallfläche entworfenes Bild nur etwa 10 qmm Fläche bedeckte. Infolgedessen konnten die einzelnen Oberflächengebiete der Legierung getrennt untersucht werden. Dabei zeigte sich sofort, daß die einzelnen Stellen große Verschiedenheiten in ihren lichtelektrischen Empfindlichkeiten

---

[1]) Halle a. S. 1909, Verlag von W. Knapp.
[2]) ZS. f. phys. Chem. 58, 245, 1907.
[3]) R. POHL, Verh. d. D. Phys. Ges. 11, 717, 1909.
[4]) Ein Teil der Apparate war aus Mitteln beschafft, die R. POHL der Jagorstiftung verdankt.

aufwiesen. Die Tabelle 18 gibt mehrere Zahlenreihen, die sich auf verschiedene Stellen **einer** Oberfläche beziehen. η bedeutet hier wieder die lichtelektrische Empfindlichkeit, d. h. den auf die Energieeinheit des auffallenden natürlichen Lichtes bezogenen Strom, gemessen in 10^{-13} Amp. Die einzelnen Werte von Energie und Photostrom haben wir der Raumersparnis halber fortgelassen, zumal der Gang der einzelnen Messungen durch die Tabellen 1 bis 13 hinreichend erläutert ist.

Tabelle 18.

Wellen-länge λ	η = Lichtelektrische Empfindlichkeit in 10^{-13} Amp./dmm					
	Nr. 474—478	479—484	485—489	497—505	506—510	511—515
436 $\mu\mu$	10,5	10,4	12,1	13,5	14,2	24,1
405	14,6	13,6	13,9	14,8	15,0	27,3
365	16,5	15,5	19,6	17,2	12,7	25,3
313	13,1	12,7	14,4	16,0	14,9	17,6
254	30 (28,6)	30 (28,6)	30 (34,4)	30,0 (26,3)	30,0 (23,6)	30,0 (23,0)

Alle Messungen wurden bei einem beschleunigenden Potential von 260 Volt ausgeführt, und die einzelnen Reihen sind zur Übersicht auf den gleichen Maßstab umgerechnet, nämlich η 254 $\mu\mu$ $= 30.10^{-13}$ Amp. Die ursprünglich gemessenen Werte für η 254 $\mu\mu$ sind in Klammern beigefügt. η 546 $\mu\mu$ ist in allen Fällen praktisch $= 0$.

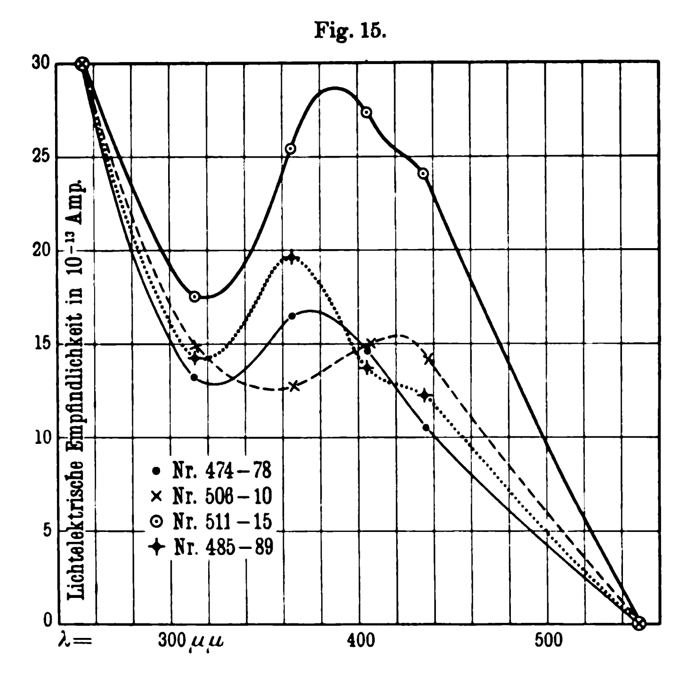
Die Zahlen der 1, 3, 5 und 6 Reihen sind in der Fig. 15 graphisch dargestellt, und sie, wie viele andere nicht mitgeteilte Messungen, machen es höchst wahrscheinlich, daß wir hier eine Überlagerung dreier Photoeffekte vor uns haben: eines „normalen“ und zweier „selektiver“ (vgl. § 18). Zum normalen Effekt gehört das Kurvenstück von 254 bis 313 $\mu\mu$, das zur Abszisse konvex bis $\lambda = 546$ $\mu\mu$ zu verlängern ist. Bei den selektiven Effekten dürfte das eine Maximum in der Nähe von $\lambda = 365$ $\mu\mu$, das andere bei 436 $\mu\mu$ zu suchen sein.

Es ist uns in der Tat gelungen, diese drei Effekte voneinander zu trennen und sie einzeln darzustellen.

§ 30. Am einfachsten gelang die Isolierung des normalen Effektes. — Die Zelle des § 29 wurde in ein Bad von Paraffin

(Schmelzpunkt etwa 50 bis 55°) gesetzt und elektrisch geheizt. Das Paraffin war auch flüssig ein guter Isolator, so daß der Schutz der Elektrodenzuleitungen keine Schwierigkeiten bot. In diesem Bade wurde die Zelle so weit erwärmt, daß die Oberfläche der Legierung vollkommen flüssig war und genau so spiegelte, wie eine gute K-Na-Legierung. Dann wurden die Beobachtungen gemacht, die als Nr. 511 bis 516 in die erste Spalte der Tabelle 19 eingetragen sind. Die Temperatur des Bades fiel während des

Fig. 15.



Versuches von 67 bis 55°. Es ist keine Spur eines Maximums mehr vorhanden, der Verlauf ist der des „normalen" Effektes.

Genau den gleichen Verlauf ergaben die Messungen Nr. 517 bis 525, während deren Dauer die Temperatur konstant auf 66,5° gehalten wurde. Dann erstarrte die Zelle rasch und unter nur geringen Erschütterungen, und es wurden die Zahlen 576 bis 530 bei $T = 46^0$ erhalten. Ein ganz ähnliches Bild hatten schon früher die Messungen 490 bis 496 ergeben, bei denen die Legierung mit einem Bunsenbrenner geschmolzen und darauf rasch

und ohne Erschütterungen abgekühlt war. Beide Kurven an der festen Oberfläche zeigen kein Maximum, sondern erheben sich mit zunehmender Steigung in Richtung der kürzeren Wellenlängen. Aber der Anstieg ist etwas flacher als bei den flüssigen Legierungen, die Empfindlichkeit ist bei den Wellenlängen 405 und 436 $\mu\mu$ relativ hoch, so daß zwischen 436 und 547 $\mu\mu$ noch ein schwacher Wendepunkt liegt.

Tabelle 19.

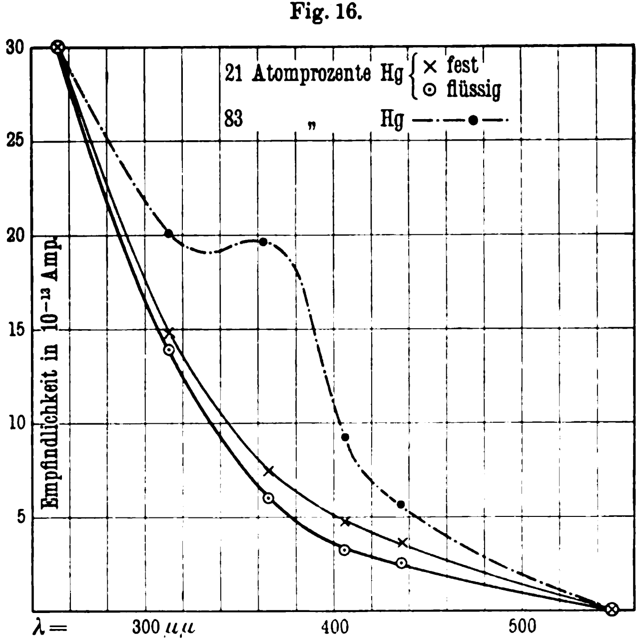
Wellenlänge λ $\mu\mu$	Lichtelektrische Empfindlichkeit in 10^{-13} Amp./dmm						
	Nr. 511—516	Nr. 517—525	Nr. 526—530	Nr. 490—496	Nr. 546—550	Nr. 551—555	Nr. 556—560
436	3,1	2,6	6,4	8,2	2,5	3,7	3,7
405	3,7	3,4	8,4	10,4	3,2	4,6	5,0
365	6,5	6,4	12,9	14,8	6,0	7,6	7,5
313	12,7	13,9	19,5	20,4	13,8	15,1	14,5
254	30	30	30	30	30	30	30
	(56,5)	(55,5)	(29,8)	(34)	(53)	(39,7)	(42,3)
	flüssig $T = 68^\circ$ bis 55°	flüssig $T = 66{,}5^\circ$	rasch erstarrt $T = 46^\circ$	mit Bunsenbrenner erhitzt u. erschütterungsfrei erstarrt	flüssig $T = 56^\circ$ bis 58°	ganz langsam und erschütterungsfrei erstarrt. Zwei verschiedene Stellen der Oberfläche	

Es ist uns jedoch gelungen, auch diesen Wendepunkt zu beseitigen. Die Zelle wurde abermals verflüssigt, dann die Werte Nr. 546 bis 550, gemessen und das Metall dann ganz langsam durch passende Wahl des Heizstromes innerhalb von etwa 8 Stunden abgekühlt. Nach völligem Erstarren der Legierung erhielten wir dann bei Zimmertemperatur die Zahlen 551 bis 560, die zu zwei verschiedenen Stellen der Oberfläche gehören. Diese drei letzten Meßreihen sind in der Fig. 16 zusammen in ausgezogenen Linien eingetragen, für das feste Metall ist das Mittel aus den zwei Werten genommen. Die Kurven fallen nicht ganz zusammen, auch jetzt ist die Empfindlichkeit für lange Wellen-

längen an der festen Substanz relativ etwas größer[1]), aber beide Kurven geben durchaus den Verlauf, wie er für den normalen lichtelektrischen Effekt charakteristisch ist.

Der leicht schmelzende Teil der Legierung, der bei den obigen Messungen verflüssigt war, wurde nach Beendigung des Versuches in ein Seitenansatzrohr abgefüllt und später analysiert. Er ent-

Fig. 16.



hielt 43 Proz. K, nach dem Diagramm einem Schmelzpunkt von 75° entsprechend. 43 Gew.-Proz. sind 79 Atom-Proz. Kalium, und somit führen die Versuche dieses Abschnittes zu dem überraschenden Ergebnis, daß schon 21 Atome Hg ausreichen, um den selektiven Photoeffekt von 79 Atomen K gänzlich zu unterdrücken, sowohl in fester wie in flüssiger Phase.

---

[1]) Diese Tatsache steht damit im Einklang, daß H. Dember (Ann. d. Phys. (4) 23, 957, 1907) eine Abnahme des Photostromes im Lichte einer Nernstlampe beobachtete, sobald nach dem Erweichen einer kristallinischen Natriumfläche an Stelle der hinter dem Schmelzpunkt noch vorhandenen kristallinisch rauhen Oberfläche der hochglänzende Metallspiegel trat.

§ 31. Vor der Untersuchung noch K-reicherer Legierungen, als der im vorigen Paragraphen erwähnten, haben wir die selektiven Effekte der Fig. 15 allein dargestellt. Und zwar zunächst denjenigen, dessen Maximum in der Nähe von λ 436 $\mu\mu$ zu suchen war. Er gehört dem Kalium an, dessen Maximum nach § 14, Fig. 9 bei $\lambda = 436\,\mu\mu$ liegt. Man kann sich leicht davon überzeugen, wenn man etwas von dem K, das beim Füllen der Zellen unvermeidlicherweise an die kälteren Stellen der Glaswand destilliert, durch Erwärmen mit der Bunsenflamme auf eine kalte Oberfläche niederschlägt, die vorher, wie in § 30, nur einen normalen Effekt ergeben hatte. Es genügt dafür eine minimale Menge, man braucht kaum an der Glaswand die Einwirkung der Erwärmung zu sehen, und auf der Legierungsoberfläche selbst ist keinerlei Veränderung wahrzunehmen. Wir erhielten so die Zahlen in den ersten zwei Reihen der Tabelle 20.

Tabelle 20.

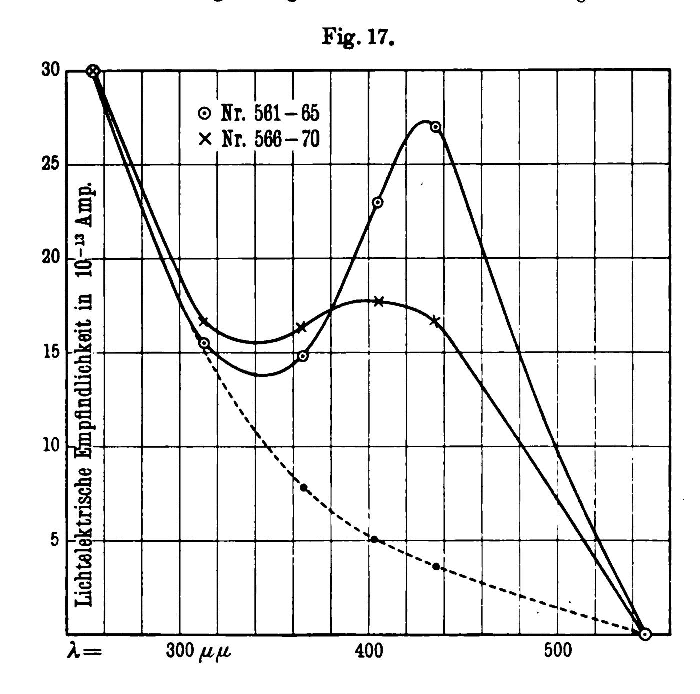
Wellen-länge λ	η = Lichtelektrische Empfindlichkeit in 10^{-13} Amp.		
	Nr. 531—536	561—565	566—570
436 $\mu\mu$	25,1	27	16,7
405	23,8	23	17,7
365	15,2	14,8	16,3
313	15,1	15,5	16,6
254	30	30	30
	(34,9)	(34,2)	(23,4)

Diese Zahlen geben qualitativ den Verlauf der Nr. 506 bis 510, nur ist die Erhebung des Maximums wesentlich höher. Man hat einen normalen Effekt, dem sich zwischen 340 und 540 $\mu\mu$ ein selektiver Effekt überlagert, der in den Messungen 561 bis 565 bei 436 $\mu\mu$ den zugehörigen normalen Effekt schon um das Siebenfache übertrifft, wie es die Fig. 17 zeigt, in die der normale Effekt zwischen $\lambda = 313\,\mu\mu$ und 547 $\mu\mu$ nach den Zahlen 551 bis 560 punktiert eingezeichnet ist. η 436 $\mu\mu$ liegt hier höher als η 405 $\mu\mu$, während bei 506 bis 510, Fig. 15, das Umgekehrte der Fall war. Dieser Unterschied rührt nur daher, daß das Maximum in der Fig. 15 flacher ist. Denn erwärmt man die Zelle der Fig. 17,

bis zwischen den festen Teilen der Oberfläche das flüssige, spiegelnde Metall in feinen Rissen sichtbar wird, und läßt sie darauf wieder erstarren, so verflacht sich das Maximum, und die Zahlen 566 bis 570 geben den gleichen Verlauf wie 506 bis 510.

§ 32. Den zweiten selektiven Effekt, dessen Maximum in der Fig. 15 durch die Lage von η 365 $\mu\mu$ angedeutet ist, haben wir an Legierungen gefunden, die laut Analyse 32 und 29 Gew.-Proz. K enthielten. Diese Legierungen wurden aus den in § 29 erwähnten

Fig. 17.



durch Abgießen des leichtflüssigen Teiles hergestellt. Die Metalle wurden nur in festem Zustande untersucht, da die zur Verflüssigung erforderliche Temperatur von 130 bis 150° eine starke Verdampfung des K hervorrief.

Die fünf Meßreihen, die in der Tabelle 21 angeführt sind, beziehen sich wieder auf verschiedene Stellen der Oberfläche, die während der Versuche auch einmal umgeschmolzen wurde.

Das schärfste Maximum geben die Zahlen 616 bis 620. Sie sind in der Fig. 18 eingetragen, und zum Vergleich ist punktiert

die Kurve für reines K (Fig. 9, § 14) beigefügt. Die Kurve gibt das Bild eines ausgesprochen selektiven Effektes, dessen Maximum gegen das des reinen K um 50 bis 60 $\mu\mu$ nach kürzeren Wellenlängen verschoben ist. — Die Ordinaten bei $\lambda = 405$ und 436 $\mu\mu$ sind natürlich durch eine Überlagerung des K-Maximums entstellt, und zwar handelt es sich dabei sehr wahrscheinlich nur um Spuren von K, das sich nach der starken Erhitzung beim Schmelzen der Zellen während der Abkühlung auf die Legierung niedergeschlagen hat.

Tabelle 21.

Wellenlänge λ	η = Lichtelektrische Empfindlichkeit in 10^{-13} Amp.				
	Nr. 611—615	616—620	621—625	626—630	631—635
436 $\mu\mu$	5,5	12,5	6,5	5,4	6,5
405	6,6	14,3	7,9	6,1	7,5
365	5,5	14,6	7,7	6,1	6,8
313	2,8	5,0	3,3	$2,9_5$	3,1
254	5,0	5,0	5,0	5,0	5,0
	(8,4)	(3,68)	(6,6)	(5,6)	(5,3)

Demnach vermögen also 68 bis 71 Atom-Proz. K mit 32 bis 29 Atom-Proz. Hg eine Legierung zu bilden, die einen neuen starken selektiven Photoeffekt besitzt, der deutlich von dem des reinen K getrennt ist.

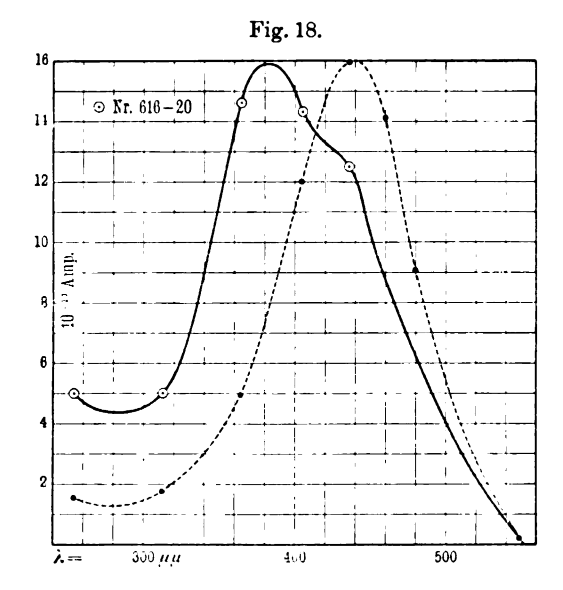
§ 33. Nachdem durch die obenstehenden Versuche die Existenzmöglichkeit selektiver Photoeffekte in K-Hg-Legierungen erwiesen war, haben wir versucht, auch bei geringen K-Konzentrationen einen selektiven Effekt nachzuweisen. Wir sind dabei zu keinem eindeutigen Ergebnis gekommen, können aber das Auftreten eines weiteren selektiven Effektes wenigstens wahrscheinlich machen.

Eine Legierung mit 0,5 Gewichts- oder 2,5 Atom-Proz. K gibt nach den früheren Messungen (§ 11) nur einen normalen Effekt, bei dem das Verhältnis der Empfindlichkeiten für $\lambda = 254\,\mu\mu$ und $\lambda = 313\,\mu$ für einen Einfallswinkel von 60° 1,50 beträgt. Ein Amalgam, das 2 Gew.- oder 4,9 Atom-Proz. K enthielt, gab stets von $\lambda = 546$ bis 365 $\mu\mu$ und in der Regel auch bis 313 $\mu\mu$ einen

Anstieg, wie er auf einen normalen Effekt hinweist. Der Wert von η 254 $\mu\mu$ hingegen zeigte beträchtliche Schwankungen. In 20 verschiedenen Meßreihen, die sowohl zu festen, verschieden kristallinischen, wie auch zu flüssigen Oberflächen gehörten, übertraf η 254 $\mu\mu$ im höchsten Falle η 313 $\mu\mu$ um 100 Proz., im niedrigsten nur um 6 Proz., während das Mittel aller Zahlen 53 Proz. ergab.

Für eine zweiprozentige Legierung (9,5 Atom-Proz. K) wurde diese Erscheinung noch ausgeprägter. Der höchste Wert für

Fig. 18.



η 254 $\mu\mu$: η 313 war nur 1,36, der tiefste 0,60, und das Mittel aus zehn Reihen an verschiedenen Flächen gab 1,09. In der Hälfte der Messungen lag η 254 tiefer als η 313, und die Kurve hatte zwischen beiden Werten bei 9,5 Atom-Proz. K ein Maximum, während bei 4,9 Atom-Proz. K nur auf einen Wendepunkt geschlossen werden konnte.

Es ist uns jedoch nicht gelungen, dieses Maximum durch weitere Erhöhung der K-Konzentration deutlicher hervortreten zu lassen. Im Gegenteil zeigte eine Legierung mit 17,3 Atom-Proz. K unterhalb von 365 $\mu\mu$ wieder einen durchaus normalen Verlauf. Wir können daher, solange die Beobachtungen nicht unterhalb

von 254 $\mu\mu$ fortgesetzt werden, die Existenz eines weiteren selektiven Effektes in Legierungen zwischen 4,9 und 9,5 Atom-Proz. K nur als wahrscheinlich bezeichnen.

§ 34. Hingegen zeigten die Messungen an der Legierung mit 17,3 Atom-Proz. K an allen untersuchten Oberflächen bei $\lambda = 365\ \mu\mu$ eine deutliche Erhebung der Kurve gegenüber einem rein normalen Effekt. Die Tabelle 22 enthält einige Meßreihen, und die graphische Darstellung in der strichpunktierten Kurve der Fig. 16 scheint uns den Schluß zu rechtfertigen, daß sich hier bereits bei 17,3 Atom-Proz. K eine Andeutung des selektiven Effektes zeigt, den wir bei etwa 70 Atom-Proz. K beobachtet haben (§ 32). Dieser selektive Effekt überlagert sich dem normalen, ähnlich wie bei den Versuchen 485 bis 489, Fig. 15, nur daß dort auch noch eine Erhebung der Werte bei $\lambda = 405$ und 436 $\mu\mu$ durch den selektiven Effekt des reinen Kaliums hinzukam.

Tabelle 22.

Wellenlänge λ	η = Lichtelektrische Empfindlichkeit in 10^{-13} Amp./dmm			
	Nr. 792—797	803—807	823—827	843—847
546 $\mu\mu$	$0{,}03_6$	—	—	—
436	4,7	5,8	7,0	8,2
405	7,1	8,4	9,0	11,8
365	17,6	18,9	16,6	19,2
313	19,5	19,9	19,3	21,2
254	30	30	30	30
	(136)	(34,8)	(60,8)	(49,3)

§ 35. In einer letzten Reihe von Messungen haben wir sehr kaliumreiche Legierungen untersucht, um in Anschluß an § 30 zu entscheiden, ob auch noch weniger als 21 Atome Hg ausreichen, den selektiven Effekt von 79 Atomen K zu unterdrücken. Wir wählten eine Zusammensetzung von 19 g K und 7 g Hg, entsprechend 92 Atom-Proz. K.

Einige der Beobachtungen sind in der Tabelle 23 zusammengestellt.

Die Messungen 833 bis 858 gehören zu verschiedenen festen, 859 bis 868 zu flüssigen Oberflächen (Paraffinbad). Alle Reihen geben den selektiven Effekt des K mit seinem Maximum bei 436 $\mu\mu$,

daneben aber einen normalen Effekt, der, vor allem in der flüssigen Phase, verhältnismäßig sehr viel größer ist, als er an reinem K beobachtet wird. Dies ergeben die Zahlen der letzten Horizontalreihe, in der das Verhältnis $\frac{\eta\,436}{\eta\,313}$ eingetragen ist und das für reines K nach § 14 etwa 10 beträgt.

Tabelle 23.

Wellenlänge λ	η = Lichtelektrische Empfindlichkeit in 10^{-13} Amp.					
	Nr. 833—837	848—853	854—858	864—868	859—863	
546 $\mu\mu$	—	0,16	—	—	—	
436	25	25	25	25	25	
405	24,5	24,2	25,4	25,2	26,8	
365	17,9	11,9	16,5	17,1	17,7	
313	5,1	3,9	5,95	7,7	8,35	
254	4,0	4,5	6,63	9,2	8,65	
	(6,7)	(9,5)	(9,7)	(10,5)	(11,4)	
$\frac{\eta\,436\,\mu\mu}{\eta\,313\,\mu\mu}$	4,9	6,4	4,2	3,3	3,0	10
	feste Oberfläche			flüssige Oberfläche		reines K fest

Die festen Oberflächen zeigen außerdem durch den Wert η 365 eine Andeutung des neuen in § 32 beschriebenen selektiven Effektes, und daher gibt die Kurve der Fig. 19[1]), die zu den Messungen Nr. 833 bis 837 gehört, ein Gegenstück zu der Fig. 18, in der das Maximum des K schwach neben dem neuen Maximum heraustrat.

Demnach genügen 7 Atom-Proz. Hg nicht mehr, um den selektiven Effekt des reinen K zu unterdrücken, doch lassen sie diesen selektiven Effekt im Vergleich zum normalen wesentlich schwächer als an reinem K erscheinen.

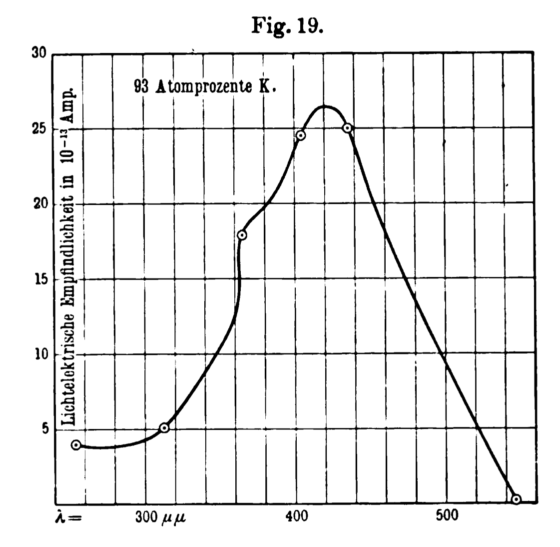
§ 36. Wir haben bisher mit Absicht nur von der prozentualen Zusammensetzung der untersuchten Legierungen gesprochen, ohne irgend welche Annahmen darüber einzuführen, welchen speziellen Verbindungen die einzelnen gefundenen Effekte zuzuschreiben sind.

---

[1]) Natürlich wäre die Führung der Kurve in Fig. 19 durchaus willkürlich zu nennen, wenn nicht z. B. die Zahlen 848 bis 853 bewiesen, daß die Kurve ohne Erhöhung von η 365 $\mu\mu$ die Punkte 313 und 405 $\mu\mu$ nahezu linear verbindet.

Darüber etwas Bestimmtes auszusagen, ist schon deshalb schwer, weil man wenigstens in der festen Phase die verschiedensten Modifikationen nebeneinander hat, was daraus folgt, daß man an verschiedenen Stellen einer und derselben Oberfläche die verschiedenen Kurventypen bald überlagert, bald getrennt erhalten kann. Sichergestellt ist nur, daß das von früher bekannte Maximum bei $\lambda =$ etwa 436 $\mu\mu$ dem freien K angehört, und daß ein normaler Effekt überall da auftritt, wo K vorhanden ist, unabhängig von dessen molekularer Bindung. Der normale Effekt allein wird stets in den K-armen Legierungen gefunden, die aus einer Lösung

Fig. 19.



von KHg_9 in K bestehen. Was dagegen die Modifikation der Legierung anlangt, die trotz ihrer 79 Atom-Proz. K nur den normalen Effekt zeigt, so kann nach dem Schmelzdiagramm (§ 28), wenigstens für die feste Phase, KHg in Betracht kommen.

Der neue selektive Effekt endlich, den man durch Fraktionieren sowohl von der K-armen wie -reichen Seite des Schmelzdiagramms erhalten kann, ist vielleicht der Verbindung KHg_2 zuzuschreiben, während über den zweiten, noch fraglichen selektiven Effekt unterhalb von 313 $\mu\mu$ vorläufig noch keine Annahme zu machen ist.

§ 37. Zusammenfassung. Wir glauben durch obige Versuche gezeigt zu haben, daß die Existenz und Lage eines selek-

tiven Photoeffektes im Gegensatz zum normalen keine charakteristische Eigenschaft des Atoms ist, sondern durch die Bindung des Atoms im Molekül wesentlich bestimmt ist. Denn 2,5 bis 17,3 Atom-Proz. K zeigen in K-Hg-Legierungen nicht den bekannten selektiven Effekt des K bei λ etwa $= 436\,\mu\mu$, und es vermögen sogar schon 21 Atom-Proz. Hg diesen selektiven Effekt sowohl in fester wie in flüssiger Phase vollständig zu unterdrücken. Ferner tritt sicher bei Konzentrationen zwischen 17 und 70 Atom-Proz. K ein neuer selektiver Effekt auf, dessen Maximum gegen das des reinen Kaliums um etwa $50\,\mu\mu$ nach kürzeren Wellenlängen verschoben ist, während die Existenz eines weiteren selektiven Effektes unterhalb von $\lambda = 313\,\mu\mu$ bei 5 bis 10 Atom-Proz. K einstweilen nur als wahrscheinlich gelten kann.

Berlin, Juli 1910, Physik. Institut der Universität.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

12. Jahrg. 15. Oktober 1910. Nr. 18/19.

Bemerkungen zu neueren Abhandlungen über Kanalstrahlen;
von J. Stark.

(Eingegangen am 18. September 1910.)

1. Von F. PASCHEN [1]), J. STARK und W. STEUBING [2]) und B. STRASSER [3]) sind Beobachtungen über das Auftreten zweier Maxima im Dopplereffekt von Wasserstoffkanalstrahlen mitgeteilt worden. PASCHEN hat den Versuch gemacht, diese Erscheinung mit Hilfe der Annahme zu erklären, daß in Wasserstoffkanalstrahlen einatomige und dreiatomige Wasserstoffmoleküle vorkommen. E. GEHRCKE und O. REICHENHEIM [4]) glauben jene Beobachtungen auf Grund folgender Annahmen erklären zu können. Das Linienspektrum des H-Atoms ist identisch mit demjenigen des H_2-Moleküls, die H-Strahlen und die H_2-Strahlen haben mit der Ladung eines positiven elektrischen Quantums je in der Mehrzahl dieselbe Spannungsdifferenz frei durchlaufen, besitzen also gleiche

¹) F. PASCHEN, Ann. d. Phys. (4) 23, 247, 1907.
²) J. STARK und W. STEUBING, ebenda (4) 28, 974, 1909.
³) B. STRASSER, ebenda (4) 31, 890, 1910.
⁴) E. GEHRCKE und O. REICHENHEIM, Verh. d. D. Phys. Ges. 12, 414, 1910.

kinetische Energien $^1/_2 \mu_H v_H^2 = {}^1/_2 \mu_{H_2} v_{H_2}^2$. In der Intensitätsverteilung entspricht das erste Maximum der Mehrzahl der Wasserstoffmolekülstrahlen, das zweite Maximum der Mehrzahl der Wasserstoffatomstrahlen.

Aus diesen Hypothesen folgern GEHRCKE und REICHENHEIM, daß sich die den zwei Maxima zugeordneten Verschiebungen $\Delta \lambda$ im Dopplereffekt, oder die zugeordneten Geschwindigkeiten wie $1 : \sqrt{2}$ verhalten müssen. Eine Bestätigung dieser Folgerung erblicken sie in den von mir und STEUBING und von STRASSER mitgeteilten Beobachtungen. Es ist indes zu beachten, daß sie nur auf diejenigen Beobachtungen Bezug nehmen, welche ihre Folgerung bestätigen. Die nachstehende Tabelle enthält die bis jetzt veröffentlichten Beobachtungen über das Verhältnis der Verschiebungen der zwei Maxima im Dopplereffekt von Wasserstoffkanalstrahlen; die von GEHRCKE und REICHENHEIM berücksichtigten Beobachtungen sind darin mit einem Sternchen versehen.

Kathodenfall (Volt)	$\Delta \lambda_{II} / \Delta \lambda_I$	Beobachter
600	1,75	STARK u. STEUBING
940—1070	1,65	PASCHEN
1104—1275	1,58	PASCHEN
* 1200	1,50	STARK u. STEUBING
1370—1650	1,63	PASCHEN
* 2600	1,45	STRASSER
* 2600	1,40	STRASSER
* 8000	1,37	STARK u. STEUBING

Aus dieser Tabelle geht hervor, daß das Verhältnis der Verschiebungen der zwei ersten Maxima im Dopplereffekt der Wasserstoffkanalstrahlen nicht konstant gleich 1,41 ist, sondern mit steigendem Kathodenfall von beträchtlich größeren Werten zu einem Wert abnimmt, der kleiner ist als 1,41. Bei großem Kathodenfall rücken sie, wie aus den Spektrogrammen PASCHENs und aus denen von mir und STEUBING hervorgeht, so nahe zusammen, daß sie schwer voneinander zu unterscheiden sind.

Die vorstehenden Beobachtungen sind also keine Stütze für die Erklärung, welche GEHRCKE und REICHENHEIM für die

Intensitätsverteilung im Dopplereffekt geben. Abgesehen davon, daß jene Beobachtungen über den Dopplereffekt bei einem viel höheren Gasdruck angestellt wurden als die bis jetzt vorliegenden Beobachtungen über das Auftreten von ein- und zweiatomigen Wasserstoffkanalstrahlen, läßt diese Erklärung zudem das Auftreten des von mir und STEUBING und von STRASSER beobachteten dritten Intensitätsmaximums unberücksichtigt. Soll dieses von Wasserstoffatomen herrühren, welche die Ladung zweier positiver Quanten oder nur die halbe Masse des Wasserstoffatoms für ein positives Quantum haben? Ferner würde jene Erklärung die Tatsache nicht umfassen, daß der Dopplereffekt erst oberhalb eines Schwellenwertes der kinetischen Energie auftritt, ebensowenig die Tatsache [1]), daß dieser Schwellenwert umgekehrt proportional der Wellenlänge ist. Diese Erwägungen veranlaßten mich bereits vor längerer Zeit, jene naheliegende Interpretation der Intensitätsverteilung im Dopplereffekt bei Kanalstrahlen zu verwerfen und ihren Grund in einer energetischen Gesetzmäßigkeit der Lichtemission zu suchen.

2. H. v. DECHEND und W. HAMMER [2]) haben kürzlich über die elektrische und magnetische Ablenkung von Kanalstrahlen wertvolle Beobachtungen veröffentlicht, welche sich durch gut definierte Versuchsbedingungen und quantitative objektive Angaben auszeichnen. Da diese Beobachtungen als zuverlässige Basis für die Anstellung neuer Beobachtungen dienen können, so möchte ich zu zwei Stellen dieser Arbeit, welche zu Arbeiten von mir Bezug haben, zur Ausschließung von Mißverständnissen nachstehende Bemerkungen machen.

In der Abhandlung von H. v. DECHEND und W. HAMMER findet sich folgender Abschnitt. „Unterwirft man die Strahlen, solange sie noch leuchten, indessen schon scharf genug sind, um einen guten, nicht zu großen Phosphoreszenzfleck zu erregen, der Einwirkung eines elektrischen Feldes, so zerlegen sie sich in zwei Teile, einen unabgelenkten und einen abgelenkten. Diese Ab-

---

[1]) P. DEBYE, Phys. ZS. 9, 773, 1908; J. STARK, ebenda 9, 767, 1908; J. STARK u. W. STEUBING, Ann. d. Phys. (4) 28, 974, 1909; T. ROYDS, Phil. Mag. (6) 18, 895, 1909.

[2]) H. v. DECHEND und W. HAMMER, Ber. d. Heidelb. Akad. 1910, Nr. 21.

lenkung hat auf die Form und Intensität des leuchtenden Kanalstrahlenkegels keinen wahrnehmbaren Einfluß, ebensowenig ist auf der Bahn der abgelenkten Teile irgend welche Helligkeit zu entdecken, obwohl aus dem Intensitätsverhältnis der Phosphoreszenzflecken hervorgeht, daß die beiden Bündel vergleichbare Stärke besitzen. Unter denselben Bedingungen, was Zusammenstöße anbelangt, unter denen die neutralen Teile der Kanalstrahlen leuchten, leuchten demnach die positiven Atomionen des Kanalstrahles nicht."

Es wäre voreilig und eine Außerachtlassung von Tatsachen, wollte man in der vorliegenden Beobachtung einen Beweis für die Annahme erblicken, daß die Träger der bewegten Intensität, also die Träger der Linienspektra, neutrale Atome, nicht die positiven Atomionen seien. Wie andere Autoren, so haben hier auch v. DECHEND und HAMMER nur die gesamte Intensität des von den Kanalstrahlen durchlaufenen Gasraumes mit dem Auge beobachtet. Sie haben das von dem Kanalstrahlengasraum emittierte Licht weder auf die Zugehörigkeit der von ihm emittierten Linien zu einem bestimmten Gas, noch auf das Auftreten eines Dopplereffektes untersucht. Solange man aber dies nicht tut, ist es Willkür, anzunehmen, daß die Intensität, welche der von den unabgelenkten Kanalstrahlen durchlaufene Gasraum emittiert, bewegte Intensität (Dopplereffekt) sei, also als Träger neutrale Atome habe. Man setzt sich mit einer solchen Annahme über folgende Tatsachen hinweg.

Von dem Gasraum, in welchem Kanalstrahlen verlaufen, wird im allgemeinen erstens die ruhende Intensität von Serienlinien, zweitens bewegte Intensität von Serienlinien, drittens ruhende Intensität von Bandenlinien emittiert. Ist die Gasfüllung nicht rein, sondern sind z. B. Wasserstoff oder noch andere Gase beigemischt, so erhält man im allgemeinen von allen Gasen Kanalstrahlen und von jedem Gas jene drei Lichtemissionen. Nun ist, wie ich bereits vor längerer Zeit [1]) angenommen habe, die Voraussetzung für das Zustandekommen von Lichtemission von Seite des Kanalstrahlengasraumes, daß die bewegten Strahlenteilchen auf ihrem Wege im Gasraume mit anderen Teilchen

[1]) J. STARK, Phys. ZS. 8, 80, 913, 1907.

zusammenstoßen; es kann dann sowohl das bewegte Teilchen wie das andere Teilchen Licht emittieren; demgemäß konnte STRASSER [1]) zeigen, daß Wasserstoffkanalstrahlen, die in einem Stickstoffraum verlaufen, hier das Bandenspektrum des Stickstoffs zur Emission bringen. Weiter variiert, wie die Beobachtungen verschiedener Autoren wenigstens wahrscheinlich machen, von Atom- zu Atomart das Verhältnis der Zahlen der positiven und neutralen Teilchen in den Kanalstrahlen.

Beobachtet man darum an einem unreinen Gas lediglich die Gesamtemission des Kanalstrahlenraumes vor und nach der Spaltung des Kanalstrahlenbündels durch ein ablenkendes Feld, so ist die Zahl der Möglichkeiten zu groß, als daß man mit Bestimmtheit behaupten könnte, daß in dem abgelenkten und in dem unabgelenkten Bündel nur Strahlenteilchen von derselben Masse vorhanden seien und daß die bewegten neutralen Teilchen die Träger der Lichtemission, die bewegten positiven Teilchen von derselben Masse dagegen nicht Träger einer Lichtemission seien. Es ist möglich, daß in dem unabgelenkten Bündel das Verhältnis der Zahl der Strahlenteilchen großer Masse zu der Zahl von Strahlenteilchen kleiner Masse größer ist als in dem abgelenkten Bündel. Die Strahlenteilchen großer Masse können dann auf ihrem Wege im Gas infolge zahlreicherer Zusammenstöße sowohl an sich selbst, wie an den gestoßenen Gasteilchen mehr Licht zur Emission bringen, als die Strahlenteilchen kleiner Masse in dem abgelenkten Bündel; es wird also der unabgelenkte Teil des Strahlenbündels stärker leuchten als der abgelenkte.

Wollte man annehmen, daß in der oben mitgeteilten Beobachtung von v. DECHEND und HAMMER in dem unabgelenkten und in dem abgelenkten Strahlenbündel nur eine Teilchenart von gleich großer Masse und gleich großer Absorbierbarkeit vorhanden war, so würde man zu einem Widerspruch mit der Beobachtung kommen, welche sie im Anschluß an die bereits mitgeteilte Beobachtung machten. Sie ließen nämlich bei einem Druck, bei welchem das Kanalstrahlenbündel noch leuchtet, dieses erst in ein abgelenktes und ein nicht abgelenktes Bündel durch ein Magnetfeld zerlegen, darauf durch ein zweites Magnetfeld

[1]) B. STRASSER, Ann. d. Phys. (4) 32, 1107, 1910.



jedes von diesen Bündeln wieder in ein abgelenktes und ein unabgelenktes Bündel. Bei einem solchen Druck stellt sich also nicht weit hinter einem zerlegenden Magnetfeld wieder das Gleichgewicht zwischen den Zahlen der positiven und der neutralen Teilchen her, oder es haben beide Strahlenbündel, wenn nur eine bewegte Teilchenart vorhanden ist, nicht weit hinter dem sie teilenden Magnetfeld wieder dieselbe Zusammensetzung, und leuchtet der Gasraum des einen, so muß der des anderen dieselbe Lichtemission geben. Leuchtet nur das unabgelenkte Strahlenbündel bei Drucken, bei welchen sich das Gleichgewicht zwischen positiven und negativen Strahlen auf kurzer Wegstrecke herstellen kann, so ist dies ein Zeichen dafür, daß das Strahlenbündel nicht bloß eine Teilchenart von bestimmter Masse und Absorbierbarkeit, sondern neben einer wenig absorbierbaren Teilchenart (geringe Lichtemission im Gas) noch eine stärker absorbierbare Teilchenart enthält, für welche die Zahl der neutralen Teilchen beträchtlich größer ist als die Zahl der positiven Teilchen und deren Kanalstrahl darum auch durch ein elektrisches Feld nicht merkbar abgelenkt wird.

Aus der Kombination der zwei angeführten Versuche von v. DECHEND und HAMMER läßt sich also schließen, daß bei den Bedingungen dieser Versuche (Druck, Gasfüllung) außer wenig absorbierbaren, wenig Licht zur Emission bringenden Strahlenteilchen (positive und neutrale Wasserstoffatome?) noch andere stärker absorbierbare, in ihrer Mehrzahl neutrale Strahlenteilchen im unabgelenkten Strahlenbündel vorkamen. Ob diese beim Zusammenstoß mit Gasteilchen nur sich selbst oder auch diese, oder sowohl sich als auch diese in gewissen Spektrallinien zur Emission von ruhender oder bewegter Intensität anregten, läßt sich ohne eine sachgemäße spektralanalytische Untersuchung nicht entscheiden. Jedenfalls finden v. DECHEND und HAMMER selbst, allerdings bei niedrigeren Drucken, daß in ihren Kanalstrahlenbündeln neben positiven Wasserstoffatomstrahlen im allgemeinen noch andere Atom- oder Molekülstrahlen von größerer Masse vorkommen. Und in Übereinstimmung mit den vorstehenden Aus-

führungen haben J. KÖNIGSBERGER und J. KUTSCHEWSKI [1]) bei ähnlichen Beobachtungen gefunden, daß das nicht abgelenkte, Lichtemission bewirkende Kanalstrahlenbündel viel stärker absorbierbar ist als das abgelenkte, keine Lichtemission bewirkende Bündel.

Anknüpfend an meine früheren Darlegungen [2]) über die Frage, ob die Emission des Dopplereffektes durch ein Kanalstrahlenbündel den positiven oder neutralen Teilchen zuzuweisen ist, möchte ich hier nochmals betonen, daß sich diese Frage nicht auf Grund des Einflusses eines magnetischen oder elektrischen Feldes beantworten läßt, wenn beide Teilchenarten in vergleichbarer Zahl vorhanden sind und sich ins Gleichgewicht setzen. Nur dann, wenn die eine Teilchenart an Zahl weitaus die andere überwiegt, läßt ein Vergleich der Intensität des Dopplereffektes mit der Zahl der positiven und der neutralen Teilchen eine Vermutung über die Träger der bewegten Intensität zu. Für diesen Fall liegen bis jetzt folgende Beobachtungen vor. In Sauerstoff ist nach den Beobachtungen von v. DECHEND und HAMMER die Zahl der positiven Teilchen sehr klein relativ zu der Zahl der neutralen Teilchen; die Intensität des Dopplereffektes der Serienlinien des Sauerstoffs [3]) ist so gering, daß sie von PASCHEN überhaupt nicht, von mir nur in eben wahrnehmbarem Betrage nachgewiesen werden konnte. Die Kanalstrahlen in Helium unterliegen nach den Beobachtungen von RAU [4]) einer viel weitergehenden Neutralisierung als die Kanalstrahlen in Wasserstoff; der Dopplereffekt an den Serienlinien des Heliums tritt nach den Untersuchungen von RAU [5]) und DORN [6]) nur in sehr geringer Intensität auf. Diese Verhältnisse lassen vermuten, daß die Träger der bewegten Lichtintensität der Serienlinien nicht die neutralen Teilchen, sondern die positiven Atomionen sind.

Die zweite Stelle in der Abhandlung von v. DECHEND und HAMMER, welche mißverständlich sein kann, bezieht sich auf

[1]) J. KÖNIGSBERGER u. J. KUTSCHEWSKI, Ber. d. Heidelb. Akad. 1910, Nr. 4.
[2]) J. STARK, Phys. ZS. 11, 171, 1910.
[3]) F. PASCHEN, Ann. d. Phys. (4) 23, 261, 1907; J. STARK, ebenda (4) 26, 806, 1908.
[4]) H. RAU, Phys. ZS. 7, 421, 1906.
[5]) H. RAU, ebenda 8, 360, 399, 1907.
[6]) E. DORN, ebenda 8, 589, 1907.

meine Ausführungen über die maximale Geschwindigkeit in einem Kanalstrahlenbündel. Daß die maximale Geschwindigkeit der Kanalstrahlen unabhängig von dem erzeugenden Kathodenfall sei, habe ich niemals behauptet. Ich bin vielmehr von Anfang an der Ansicht gewesen, daß die Kanalstrahlen ihre kinetische Energie ausschließlich dadurch erhalten, daß sie eine Spannungsdifferenz vor der Kathode frei durchlaufen. Um die speziellen Beobachtungen zu erklären, in welchen oberhalb eines gewissen Kathodenfalls die beobachtete maximale Geschwindigkeit unabhängig von dem Kathodenfall tatsächlich sich ergibt in scheinbarem Widerspruch mit jener Ansicht, habe ich Überlegungen [1]) angestellt, nach welchen die Verteilung der Zahl der Kanalstrahlen auf verschiedene Geschwindigkeiten von den Bedingungen vor der Kathode (Ionisierungsstärke, Weglänge) abhängt. Wie mir scheint, sind die Überlegungen von v. DECHEND und HAMMER am Schlusse ihrer Abhandlung jenen Überlegungen ganz analog.

---

[1]) J. STARK, Phys. ZS. **11**, 179, 1910.

Aachen, 15. September 1910.

Absorptions- und Umkehrerscheinungen im leuchtenden Wasserstoff;

von A. Pflüger.

(Eingegangen am 24. September 1910.)

Vor kurzem[1]) habe ich einige Versuche des Herrn R. LADENBURG[2]) über Absorption im leuchtenden Wasserstoff als Wiederholung von mir angestellter Beobachtungen[3]) bezeichnet. Veranlassung war, daß Herr LADENBURG in seiner ein Jahr nach der meinigen erschienenen Arbeit meine Versuchsanordnung und eine von mir angegebene Röhrenform, mit welcher mir der Nachweis der Absorption gelang, ohne Angabe der Urheberschaft benutzt und meiner Arbeit nur eine flüchtige Textbemerkung über „mit negativem Erfolg“ und in Form der bekannten „Selbstumkehrversuche“ angestellte Beobachtungen gewidmet hatte. In anderen Veröffentlichungen sind die Zitate sogar noch magerer und direkt unrichtig[4]) ausgefallen. Um den Herren Fachgenossen und mir eine Prioritätspolemik in dieser unbedeutenden Angelegenheit zu ersparen, habe ich meinen Anspruch gelegentlich einer kritischen Besprechung neuerer Arbeiten des Herrn LADENBURG in der mildesten angängigen Form zum Ausdruck gebracht.

In seiner Antwort[5]) bestreitet Herr LADENBURG diesen Zusammenhang. Ich hatte das offen gestanden nicht erwartet. Denn die Tatsache liegt so klar auf der Hand, daß ich mich eigentlich mit dem Hinweis auf die Originalarbeiten begnügen könnte. Der

---

[1]) A. PFLÜGER, Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 208, 1910.

[2]) R. LADENBURG, ebenda **10**, 550, 1908.

[3]) A. PFLÜGER, Ann. d. Phys. (4) **24**, 515, 1907.

[4]) R. LADENBURG, Jahresber. d. Schles. Ges. f. vaterl. Kultur 1909, Habilitationsschrift. Hier heißt es auf S. 6, Fußnote 3: „so ist es zu erklären, daß PFLÜGER keine Absorption gefunden hat, da er zwar mit einer ähnlichen Versuchsanordnung, aber ohne Leidener Flasche gearbeitet hat“. Nun habe ich 1. Absorption g e f u n d e n, 2. die Versuchsanordnung a n g e g e b e n, 3. Leidener Flaschen b e n u t z t. Vgl. auch R. LADENBURG, Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 58, 1910, § 4.

[5]) R. LADENBURG, Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 549, 1910.

Umstand indessen, daß Herr LADENBURG nunmehr den Spieß umdreht und meine Versuche als „Wiederholungen" bezeichnet, nötigt mich zu meinem Bedauern, den Raum dieser Zeitschrift in etwas größerem Maßstabe in Anspruch zu nehmen.

Ich stelle zunächst in möglichster Kürze die Ergebnisse meiner Arbeit zusammen:

1. Angabe einer die Fehler früherer Beobachter vermeidenden Versuchsanordnung, nämlich Hintereinanderschaltung zweier durch dasselbe Induktorium synchron erregter Röhren, der „Lichtquelle" und des „Absorptionsrohres". Diese Anordnung hat Herr LADENBURG ohne Angabe der Urheberschaft unverändert übernommen unter der Bezeichnung „Emissionsrohr" und „Absorptionsrohr".

2. Mittels dieser Versuchsanordnung habe ich nachgewiesen: a) bei weiten Röhren, niedrigem Druck, ohne Leidener Flaschen, d. h. bei geringer Stromdichte: Absorption unter der Wahrnehmungsschwelle. Quantitative Messung mit LUMMER-BRODHUNschem Spektralphotometer; b) bei engen Röhren, hohem Druck, mit Leidener Flaschen, also bei großer Stromdichte: deutliche Absorption. Beobachtung mittels einer dem KIRCHHOFFschen Natriumflamme-Bogenlampenversuch nachgebildeten Anordnung. Der Bequemlichkeit halber beide Röhren zu einer unterteilten Röhre vereinigt, deren Abteilungen einzeln erregt werden. Keine quantitative Messung wegen Inkonstanz des Lichtes, aber Hinweis, daß mit einem unempfindlicheren Apparat als dem von mir benutzten Photometer solche Messungen möglich sein müssen. Diese Messungen hat Herr LADENBURG mit eben dieser Röhre und einem ad hoc zusammengestellten Photometer in der Tat ausgeführt, und das ist neben einigen Abänderungen das Neue, was er zu meinen Versuchen hinzugefügt hat.

3. Deutung der Resultate: Wasserstoff absorbiert im leuchtenden Zustande gewisse Strahlen, die er emittiert. Das Phänomen „tritt aber nur bei großen Stromdichten, wie wir sie in engen Röhren und bei hohem Druck und dadurch bedingter hoher Entladespannung des Kondensators erzeugen können, deutlich genug in den Bereich der Beobachtung".

Herr LADENBURG begründet nun seinen Prioritätsanspruch folgendermaßen. Er zitiert meine negativen Resultate 2a.

Diesen gegenüber hätten seine eigenen Versuche „zum ersten Male“ den Nachweis der „Absorption“ erbracht. Es habe sich „nämlich“ durch seine Messungen herausgestellt, daß „eine notwendige Bedingung für merkliche Absorption sehr große Stromdichte sei, wie sie durch oszillierende Entladung Leidener Flaschen geliefert werde“.

Vergleicht man die gesperrt gedruckten, dem Sinne nach völlig identischen Sätze, meinen vom Jahre 1907 und den LADENBURGschen vom Jahre 1910, so wird man mein Erstaunen über eine solche, auf vollständiger Ignorierung meiner Versuche und Schlüsse 2b und 3 beruhende Prioritätsbegründung begreifen.

Herr LADENBURG geht aber noch weiter. Meine positiven Resultate 2b sind nun einmal auf der Welt. So dreht er einfach den Spieß um und bezeichnet sie als „Wiederholung“ der bekannten, zuerst von LIVEING und DEWAR und dann von zahlreichen anderen an Wasserstoff angestellten Selbstumkehrversuche. Denn zu der früher benutzten GEISSLERschen Röhre mit gerader Durchsicht hätte ich nichts weiter als eine „dritte Elektrode“ hinzugefügt.

Ich muß gestehen, daß diese Feststellung des Herrn LADENBURG mich einigermaßen verblüfft hat. Die „dritte Elektrode“, wenn wir meine Versuchsanordnung 2b so charakterisieren wollen, stellt ja gerade das Prinzip meiner Methode und damit auch der Messungen des Herrn LADENBURG dar. Denn eben durch diese „dritte Elektrode“ wird die einfache GEISSLERsche Röhre in zwei unabhängige Röhren zerlegt und damit der einfache Selbstumkehrversuch in das Analogon zum KIRCHHOFFschen Natriumflammen-Bogenlampenversuch umgewandelt, damit also erst die Selbstumkehr einwandfrei als ein Absorptionsphänomen erwiesen. Selbstverständlich kann man den Versuch ebensogut, aber durchaus nicht beweisender mit meiner Anordnung 1, d. h. mittels zweier getrennter Röhren anstellen[1]). Die Justierung ist dann aber sehr unbequem. Diese Tatsache ist Herrn LADENBURG auch bekannt, denn nachdem er sich zuerst

[1]) Sollte Herr LADENBURG, wie es beinahe den Anschein hat, Wert auf die Anerkennung legen, als erster meinen Versuch 2b mit meiner unbequemeren Anordnung 1 und mit niedrigerem Druck im Absorptionsrohr wiederholt zu haben, so bin ich damit gerne einverstanden.



mit der umständlichen Justierung der zwei Röhren abgequält hat, gibt er ausdrücklich an, seine definitiven Messungen mit dem bequemeren unterteilten Rohr angestellt zu haben [1]), beides, wie gesagt, ohne Angabe der Urheberschaft. Es bleibt also Tatsache, daß die Messungen des Herrn LADENBURG weder ohne meine „dritte Elektrode" noch ohne meine Versuchsanordnung 1 möglich gewesen wären.

Übrigens hat Herr LADENBURG nicht immer so geurteilt. Noch vor einem halben Jahre, als ich den Prioritätsanspruch noch nicht erhoben hatte, begleitete er eine Beschreibung des Versuches mit folgenden Worten [2]): „Während man bisher in Geißlerröhren nur „Selbstumkehr" an einzelnen Spektrallinien beobachten konnte, aber sonst vergeblich versucht hat, in dem leuchtenden Gase eines Geißlerrohres Absorption nachzuweisen, ist es kürzlich gelungen, die Bedingungen aufzufinden, wie man die bekannten hellen Wasserstofflinien als dunkle Absorptionslinien, d. h. wie man eine „vollständige" Umkehr der Wasserstofflinien erhalten kann." Folgt eine genaue Beschreibung des Versuches 2b in der Anordnung 1 mit ausdrücklicher Hervorhebung seiner Vorzüge (synchroner Erregung und hoher Stromdichte). Nur der Hinweis fehlt, daß Versuch und Versuchsanordnung von mir stammt [3]).

Herr LADENBURG fühlt selbst, daß seine Argumentation nicht stichhaltig ist. Er beanstandet darum auch die Ausführung meines Versuches 2b, da bei Betrieb nur einer der Unterabteilungen der Röhre die Entladespannung und damit die Stromdichte eine andere sei als die des ganzen Rohres. Ich bedauere wiederum, konstatieren zu müssen, daß Herr LADENBURG meine Arbeit nicht ordentlich gelesen hat. Denn auf S. 518 beschreibe ich genau das einfache Hilfsmittel, nämlich Einschaltung einer der strom-

---

[1]) l. c., S. 552, Zeile 1 und 2 v. u.

[2]) R. LADENBURG, Verh. d. D. Phys. Ges. 12, 58, 1910.

[3]) Wenigstens vermag ich einen solchen Hinweis in der zugehörigen LADENBURGschen Fußnote nicht zu erblicken. Diese Fußnote begleitet den Satz „es ist kürzlich gelungen" und lautet: „R. LADENBURG, Diese Verh. 10, 550, 1908, daselbst weitere Literaturangaben sowie der experimentelle Nachweis, daß das gewöhnliche Absorptionsgesetz — gültig ist; vgl. hierzu auch die Habilitationsschrift des Verfassers. — —". Wie diese weiteren Literaturangaben beschaffen sind, ist oben gezeigt worden.

losen möglichst gleichen Hilfsröhre, die selbstverständlich bei allen meinen Versuchen gedient hat, und ohne welche auch die Versuche des Herrn LADENBURG unmöglich gewesen wären. Denn er hat sich nach meinem Vorgange (wiederum ohne mich zu erwähnen) selbst dieses Hilfsmittels bedient.

Es wird Herrn LADENBURG wohl nichts anderes übrig bleiben, als meine Arbeit in bezug auf diese Angaben gründlich durchzulesen, ihre Richtigkeit und damit auch meine Priorität unumwunden zuzugeben. Selbstverständlich bleiben die quantitativen Messungen des Herrn LADENBURG und seine Weiterbildung meiner Versuchsanordnung (z. B. durch Verstimmung der Röhren) von diesen Bemerkungen unberührt.

Ich komme nun zu den neuesten Versuchen des Herrn LADENBURG, der auf Grund einiger, wie mir schien voreiliger Schlüsse ein über die Breite der Spektrallinie variierendes E/A für erwiesen gehalten hatte, nunmehr aber auf meinen Ratschlag statt allgemeiner Schätzungen quantitative Messungen hat folgen lassen. Wenn Herr LADENBURG freilich behauptet (l. c., S. 554), daß er meine Betrachtungen selbst bereits „ausführlich auseinandergesetzt" habe, so vermag ich in der von ihm angezogenen Stelle schlechterdings keine Andeutung der von mir diskutierten und inzwischen auch von KONEN [1]) eingehend behandelten Erklärungsmöglichkeiten, geschweige denn eine ausführliche Diskussion derselben zu entdecken. Herr LADENBURG erwähnt vielmehr nur den Fall „genügend kräftiger Selbstumkehr" oder eines „besonders scharfen Maximums der Intensität". Mit ersterem wiederholt er die schon von KAYSER [2]) für Doppelumkehr gegebene Erklärung. Was den zweiten Fall betrifft, so haben KONEN und ich gezeigt, wie es auf das Zusammenwirken der Emissionskurven von Lichtquelle und Absorptionsrohr ankommt, ohne daß dazu besonders ausgeprägte Maxima der Intensität nötig wären.

Herr LADENBURG hat sich bei seinen Messungen erfreulicherweise nicht nur mit dem von mir vorgeschlagenen Experimentum crucis begnügt, sondern E/A über die ganze Breite der Spektrallinie zu bestimmen gesucht. Dabei findet er nun in der Tat ein

---

[1]) H. KONEN, Phys. ZS. **11**, 657, 1910.
[2]) H. KAYSER, Handbuch der Spektroskopie **2**, 354 ff.

variierendes E/A, und dies Ergebnis wäre von eminenter Wichtigkeit. Gerade wegen dieser Wichtigkeit und wegen der durch die große Schwierigkeit der Messungen bedingten großen Versuchsfehler bei Herrn LADENBURG wäre es nützlich und notwendig, nach weiteren Bestätigungen zu suchen. Sie würden sich darbieten, wenn man auf Versuche des Herrn JACOBI [1]) zurückgreifen wollte. Dieser hat in sehr viel einwandfreierer Weise gearbeitet als Herr LADENBURG. Er benutzt als Lichtquelle die Nernstlampe, hat also unzweifelhaft genügend konstante Emission über der Breite der Linie, und vermeidet damit den bedenklichen Punkt in der LADENBURGschen Anordnung. Als Absorptionskörper dient ihm die Natriumflamme, und dabei zeigen sich ähnliche Anomalien wie bei den LADENBURGschen Versuchen. Ich bedauere sehr, daß ich auf diese gleichfalls im Breslauer Institut ausgeführte interessante Arbeit erst jetzt aufmerksam geworden bin. Herr LADENBURG hat nämlich auf sie nur in einer kurzen Fußnote, ohne Literaturangabe hingewiesen, so daß ich glauben mußte, es mit unsicheren oder noch nicht abgeschlossenen Versuchen zu tun zu haben. Indessen findet sich eine Notiz darüber schon in einem der LADENBURGschen vorangehenden Hefte dieser Zeitschrift. Leider ist sie so kurz gehalten, daß man sich kein Urteil über die Versuchsanordnung bilden kann. Da Herr JACOBI ausdrücklich Selbstumkehr als nicht vorhanden erwähnt, scheint es sich nicht um eine Wiederholung der bekannten YOUNGschen [2]) Versuche, sondern in der Tat um dieselbe Erscheinung zu handeln wie bei LADENBURG [3]). Man sollte aber annehmen, daß quantitative Messungen bei ihr leichter auszuführen sind.

---

[1]) W. JACOBI, Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 5, 1910.

[2]) Nature **21**, 274, 1880.

[3]) Anmerkung bei der Korrektur. Herr R. W. WOOD weist in der Phys. ZS. **11**, 822, 1910 darauf hin, daß oftmals eine optische Täuschung für scheinbare Doppelumkehr verantwortlich sei. Nach dem Ergebnis der quantitativen Messungen kann dieser Fall bei Herrn LADENBURG nicht gut vorliegen, möglicherweise aber bei den JACOBIschen Versuchen.

Bonn, Physikal. Institut der Universität, im September 1910.

Grenzstrom und Sättigungsstrom;
von Kurt Eisenmann.

(Eingegangen am 16. September 1910.)

WEHNELT[1]) fand bei seinen Messungen an glühender Ca-Oxydkathode im Glimmstrome, daß der Strom für eine bestimmte Temperatur eine Höchstgrenze erreichen durfte, ohne daß der Kathodenfall mehr als bis auf wenige Volt stieg, um dann bei Überschreitung dieser Grenze schnell zu wachsen. Diesen Strom nannte er Grenzstrom; er ist nach der Ionentheorie der, bei dem gerade noch die Konzentration der freien positiven Elektrizität an der Kathode durch die ausgesandten Elektronen aufgehoben wird.

WEHNELT fand nun, daß Grenzstrom und Sättigungsstrom proportional sind. Da sonst Messungen in dieser Richtung nicht vorliegen, so wurden auf Veranlassung von Herrn Prof. WEHNELT die Beziehungen zwischen Grenzstrom und Sättigungsstrom im folgenden untersucht.

Versuchsanordnung.

Zu den Versuchen wurde ein Glasrohr von der in Fig. 1 angegebenen Gestalt benutzt. Es ist durch drei Schliffe *A*, *B* und *C* zerlegbar, von denen Schliff *A* das Rohr in zwei größere Stücke teilt, deren eines einen Metallzylinder birgt, der an einer als Führung dienenden Glasröhre verschiebbar angebracht ist. Die Bewegung dieses Zylinders bewirkt der Schliff *C*, der in einen Dorn ausläuft, von dem ein Faden durch Drehung des Schliffes aufgewickelt werden kann, wodurch der Zylinder, der an diesem Faden befestigt ist, im Vakuum gehoben und gesenkt werden kann.

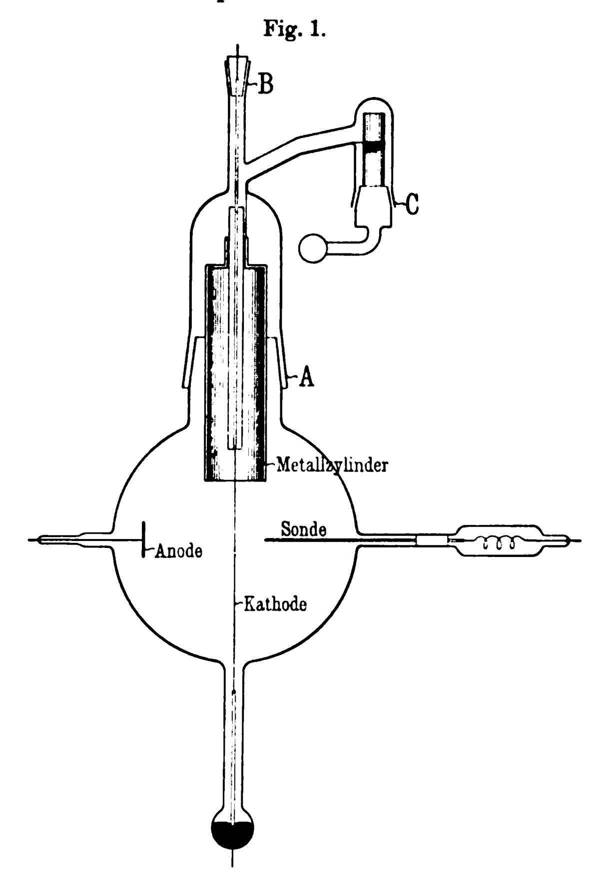
Schliff *B* diente dazu, den Kathodendraht bequem einführen und auswechseln zu können, denn in ihm war ein 1 mm dicker Platindraht eingeschmolzen und mit einem 4 mm dicken Kupferdraht, der in die Röhre hineinragt, verschweißt. An diesen Kupferdraht konnte wiederum die eigentliche WEHNELT-Kathode — Platindraht mit

---

[1]) Ann. d. Phys. (4) 14, 425, 1904.

Ca-Überzug — angeschraubt werden. Um sie durch einen Heizstrom erhitzen zu können, wurde an ihrem Ende ein Messingstift angeschraubt, der in Quecksilber tauchte, das einen nach außen leitenden Platindraht umspülte. Als Anode diente ein Stahlstift,

Fig. 1.



als Sonde ein feiner durch Glas geschützter magnetisch verschiebbarer Platindraht.

Die Schaltung war folgende: Die Kathode und der negative Pol einer Hochspannungsbatterie von 2000 Volt sind geerdet, während der positive Pol zu einem Jod-Cadmiumwiderstand, Galvanometer und zur Anode geleitet wird. Durch die Kathode wird ferner ein besonderer Heizstrom gesandt, wobei die Kathode

als Widerstand einer WHEATSTONEschen Brücke dient, um Temperaturmessungen zu ermöglichen. Bei Messung von Sättigungsströmen wurde die Hochspannungsbatterie durch die 110-Volt-Leitung der Zentrale ersetzt.

Die Messungen.

Bei den vorliegenden Messungen wurde nun in der Weise verfahren, daß zu Anfang und zuletzt die Grenzstromstärken gemessen wurden, die sich mühelos und schnell feststellen lassen, wie wir gleich sehen werden, dazwischen wurden die Sättigungsstromstärken gemessen, indem der bewegliche Zylinder im Vakuum über die Kathode herabgelassen und nach Beendigung wieder hochgezogen wurde. Hierdurch wird eine Fehlerquelle, der das größte Gewicht beizumessen ist, unbedingt vermieden; nämlich die der Temperatur, da es ja nur darauf ankommt, den Grenzstrom und Sättigungsstrom bei ein und derselben Temperatur, gleichgültig welcher, zu messen; die gleiche Temperatur aber wird durch das Verschwinden des Galvanometerstromes in der WHEATSTONEschen Brücke gewährleistet.

Hier sei auch noch auf einige Schwierigkeiten hingewiesen, die in der Natur der Messungen an glühenden Oxydschichten liegen. WEHNELT und JENTZSCH [1]) machten darauf aufmerksam, daß man kleinere Werte der Sättigungsströme erhält, wenn man von niederen Temperaturen zu höheren übergeht, als in umgekehrter Richtung. WEHNELT und JENTZSCH führen die Tatsache auf ein Unwirksamwerden der Oxydschicht zurück, das durch Abplatzen von Oxydteilchen und Einlagern von Platinteilchen herbeigeführt werde, und glauben diesen Fehler durch sprungweisen Übergang von hohen zu niederen Temperaturen zu vermeiden.

Bei den vorliegenden Messungen erhielt man jedoch immer sehr gute Übereinstimmung, wenn man zu hohe Temperaturen überhaupt vermied (nicht über 1100° C), dann aber die Temperaturen nur sehr langsam und vorsichtig veränderte; es war dann die Richtung, in der man die Temperaturen ändert, stets ohne Einfluß auf die Messungen. Am deutlichsten zeigte sich dies bei

[1]) Ann. d. Phys. (4) 28, 537, 1909.

hier nicht wiedergegebenen Kathodenfallmessungen; ging man hier von tieferen Temperaturen sprungweise zu höheren über, so war der Kathodenfall bis 40 Proz. höher als in umgekehrter Richtung, während bei längerem Verweilen auf einer Temperatur ein mittlerer Wert gefunden wurde.

Es wurden nun die Sättigungskurven sehr sorgfältig aufgenommen, indem man die angelegte Voltzahl allmählich vergrößerte.

Die so festgelegten Sättigungsstromstärken J sind nun in der nachfolgenden Tabelle dargestellt.

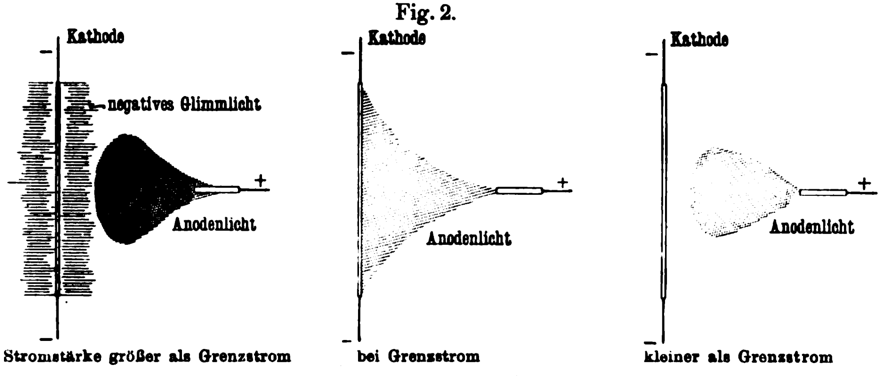
°C T	10^{-5} A		J/G	°C T	10^{-5} A		J/G
	J	G			J	G	
1096	116,2	102,2	1,14	1024	11,3	10,9	1,03
1084	74,5	69,9	1,07	1012	—	6,2	—
1072	46,4	55,0	0,84	1000	4,9	4,9	1,00
1060	33,7	34,5	0,98	976	2,3	—	—
·1048	22,2	23,4	0,95	953	0,7	—	—
1036	—	17,0	—				

Bei der Messung der Grenzstromstärken wurde zuerst in der Weise verfahren, daß die Stromstärken verringert und jedesmal der zugehörige Kathodenfall aufgetragen wurde; so erhält man allerdings sehr scharf die Grenzstromstärke, jedoch zeigte sich, daß dann das Elektrometer, das den Kathodenfall maß, überhaupt keinen Ausschlag zeigte, der Kathodenfall also jedenfalls kleiner als 0,1 Volt sein mußte, wenn man nur dafür sorgte, daß die Sonde nicht in das Anodenlicht hineinragte, da sich sonst das Gefälle in der Anodensäule hinzuaddiert. Verringert man nämlich fortgesetzt die Stromstärke, so wächst die Anodensäule von einem gewissen Punkte an sehr schnell zur Kathode hinüber, bis sie diese schließlich erreicht. In diesem Augenblick verschwindet der dunkle Kathodenraum, der eben noch die Kathode zylindrisch umgibt, vollständig; desgleichen zeigt auch die Anodensäule keine Schichtungen mehr. Da sich nun dieser Punkt durch Beobachtung sehr genau feststellen läßt, so wurde später nur in dieser Weise gemessen, wobei das Elektrometer nur noch zur Kontrolle diente. Verringert man die Stromstärke noch über die Grenzstromstärke hinaus, so zieht sich die Anodensäule wieder zurück;

zwischen Kathode und Anodensäule ist dann ein dunkler Raum (siehe Fig. 2).

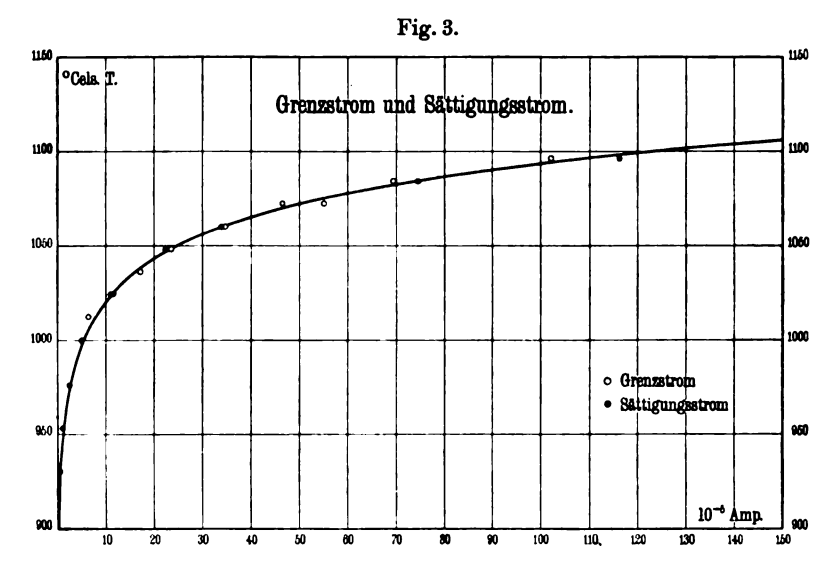
Die Ergebnisse der Messungen sind in der vierten Reihe der vorstehenden Tabelle wiedergegeben; in dieser vierten Reihe stehen

Fig. 2.



Entladung bei glühender Kathode.

Fig. 3.



die Verhältnisse vom Sättigungsstrom zum Grenzstrom. Es ergibt sich hiernach zwischen Sättigungsstrom und Grenzstrom nicht nur Proportionalität, sondern vollständige Gleichheit. Um dies noch deutlicher zu machen, sind Sättigungsstrom

und Grenzstrom in ihrer Abhängigkeit von der Temperatur in Fig. 3 dargestellt, wo die zweimal umkreisten Punkte den Sättigungsstrom, die einmal umkreisten den Grenzstrom bedeuten. Wie deutlich zu ersehen, genügt eine Kurve beiden Messungsreihen (Fig. 3).

WEHNELT folgerte in konsequenter Weise aus der Elektronentheorie, daß die Grenzstromstärke gerade dann besteht, wenn die bei einer bestimmten Temperatur ausgesandten Elektronen gerade noch durch den Strom fortgeschafft würden, wohingegen bei Steigerung eine Verarmung an Elektronen eintreten müsse. Vorliegende Messungen können als eine Bestätigung dieser Theorie aufgefaßt werden.

Berichtigung zu meiner Arbeit „Zur Elektrodynamik bewegter Körper[1])“;

von Max Born.

(Eingegangen am 4. Oktober 1910.)

In meiner Arbeit habe ich einen Versuch vorgeschlagen, der zwischen den elektrodynamischen Theorien von LORENTZ und MINKOWSKI entscheiden könnte. Dabei habe ich irrtümlicherweise[2]) unter die Grenzbedingungen die Forderung der Stetigkeit der Tangentialkomponente des Vektors $\mathfrak{m}$ und der Normalkomponente von $\mathfrak{e}$ aufgenommen. Tatsächlich führen beide Theorien zu dem Resultat, daß für das vorgeschlagene Experiment der Vektor $\mathfrak{M}$ maßgebend ist; eine Entscheidung zwischen ihnen läßt sich also auf diese Weise nicht herbeiführen.

[1]) Diese Verhandlungen 12, 457, 1910.

[2]) Herr J. LAUB war so liebenswürdig, mich auf diesen Irrtum hinzuweisen.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

12. Jahrg. 30. Oktober 1910. Nr. 20.

82. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Königsberg vom 18. bis 24. September 1910.

Abteilung 2: Physik, einschließlich Instrumentenkunde und wissenschaftliche Photographie.

Sitzung vom 19. September 1910, nachm. 3 Uhr.

Vorsitzender: Herr W. Kaufmann (Königsberg).

Es trugen vor:

Hr. **Max Wien** (Danzig): Die Erzeugung schwach gedämpfter elektrischer Schwingungen.

Hr. **Gustav Mie** (Greifswald): Eine bequeme Methode zur Erzeugung schwach gedämpfter elektrischer Schwingungen.

Hr. **F. Ehrenhaft** (Wien): Eine neue Methode zur Messung der elektrischen Ladung von Einzelteilchen.

Hr. **Edgar Meyer** (Aachen): Über die Struktur der γ-Strahlen (vgl. Sitzungsber. d. Berl. Akad. d. Wiss. 1910, S. 647—662).

Hr. **Erich Marx** (Leipzig): Zweite Durchführung der Geschwindigkeitsmessung der Röntgenstrahlen.

Sitzung vom 20. September 1910, vorm. 11 Uhr.

Vorsitzender: Herr A. v. Oettingen (Leipzig).

Es trugen vor:

Hr. **F. F. Martens** (Berlin): Vorlesungsversuche über zweipolige Dynamomaschinen.

Hr. **W. Matthies** (Münster): Über Ionisation und Lumineszenz in der Aureole des Quecksilberdampfes.

Hr. **G. Hoffmann** (Königsberg): Elektrizitätsübergang durch äußerst kurze Luftstrecken.

Hr. **G. C. Schmidt** (Münster): Über die Elektrizitätsleitung von Salzdämpfen.

Sitzung vom 20. September 1910, nachm. 3 Uhr.

(Gemeinschaftlich mit der Abteilung für Mathematik, Astronomie und Geodäsie, sowie der Abteilung für mathematischen und physikalischen Unterricht.)

Vorträge über Bessel und Neumann.

Hr. **M. v. Brunn** (Danzig): Bessel als Astronom.

Hr. **O. Eggert** (Danzig): Bessel als Geodät.

Hr. **J. Sommer** (Danzig): Bessel als Mathematiker.

Hr. **A. Wangerin** (Halle): Franz Neumann als Mathematiker.

Hr. **Paul Volkmann** (Königsberg): Franz Neumann als Experimentator.

Sitzung vom 21. September 1910, nachm. 3 Uhr.

(Gemeinschaftlich mit der Abteilung für Mathematik, Astronomie und Geodäsie.)

Vorsitzender: Herr P. Volkmann (Königsberg).

Es trug vor:

Hr. **W. v. Ignatowsky** (Berlin): Einige allgemeine Bemerkungen zum Relativitätsprinzip.

Sitzung vom 21. September 1910, nachm. 4 Uhr.

Vorsitzender: Herr H. EBERT (München).

Es trugen vor:

Hr. **R. Müller-Uri** (Braunschweig): 1. Das Coulombmeter zur Bestimmung des elektrochemischen Äquivalents ohne Wägung nach W. STEPHAN.

2. Die Revolverkamera zum schnellen, folgeweisen Wechseln einer Reihe von Spektralröhren.

3. A. RIGHIs Röhren zu Experimentalversuchen über magnetische Strahlen.

Hr. **Leo Grunmach** (Berlin): Über einen neuen Plattenapparat zur Bestimmung von Kapillaritätskonstanten nach der Steighöhenmethode.

Hr. **F. Jentzsch** (Wetzlar): Demonstrationen einiger Apparate zur kristalloptischen Projektion der Firma LEITZ (Wetzlar).

Hr. **W. Kaufmann** (Königsberg): Über gleitende Reibung (nach Versuchen von Frl. CH. JAKOB).

Hr. **R. Gans** (Tübingen): Magnetisch-korrespondierende Zustände.

Sitzung vom 22. September 1910, nachm. 3 Uhr.

(Gemeinsam mit der Abteilung für Chemie, sowie der Abteilung für mathematischen und physikalischen Unterricht.)

Vorsitzender: Herr M. PLANCK (Berlin).

Es trugen vor:

Hr. **W. E. Pauli** (Coblenz): Über neuere Untersuchungen auf dem Gebiete der Phosphoreszenz.

Hr. **H. Lehmann** (Jena): Über ein Filter für ultraviolette Strahlen und seine Anwendungen.

Hr. **F. Löwe** (Jena): Ein neues Interferometer der Firma CARL ZEISS nach RAYLEIGHschem Prinzip für gasförmige, flüssige und feste Körper.

Sitzung vom 22. September 1910, nachm. 5 Uhr.

Vorsitzender: Herr J. CLASSEN (Hamburg).

Es trugen vor:

Hr. **Max Seddig** (Frankfurt a. M.): 1. Demonstration der Temperaturänderungen in auf- und abwärtsbewegten Luftmassen mit dem absoluten Bolometer.
2. Demonstration neuer Vorlesungsapparate.

Hr. **F. Jentzsch** (Wetzlar): 1. Über Dunkelfeldbeleuchtung.
2. Der Ultrakondensor.

Hr. **W. Scheffer** (Wilmersdorf): Über die seitliche Ausbreitung der Lichtwirkung in photographischen Trockenplatten und ihren Einfluß auf die Detailwiedergabe der Bildstruktur.

Hr. **E. Baisch** (Würzburg): Versuche zur Prüfung des WIEN-PLANCKschen Strahlungsgesetzes im Bereich kleiner Wellenlängen.

Hr. **Eberhard Schnetzler** (Danzig-Langfuhr): Strömungserscheinungen von Wasser in rauhwandigen Kapillaren innerhalb eines großen Bereiches von Strömungsgeschwindigkeiten.

Hr. **F. A. Schulze** (Marburg): Elektrische Leitfähigkeit und thermoelektrische Kraft HEUSLERscher Legierungen.

Hr. **Hans Witte** (Wolfenbüttel): Mechanische Modelle zum zweiten Wärmehauptsatz.

Hr. **F. Paul Liesegang** (Düsseldorf): 1. Einstellung und Abblendung des photographischen Objektivs.
2. Versuche über die Absorption der Wärmestrahlen im Projektionsapparat.

Wegen Zeitmangel mußten folgende Vorträge ausfallen:

Hr. **Chr. Füchtbauer** (Leipzig): Nachweis der Verschiebung von Bandenemissionslinien bei Temperaturänderung.

Hr. **Br. Glatzel** (Berlin): 1. Eine neue Methode zur Erzeugung von Hochfrequenzströmen nach dem Prinzip der Stoßerregung.
2. Weitere Beiträge zur Frage der Löschwirkung von Wasserstofffunkenstrecken in Hochfrequenzkreisen im Zusammenhang mit optischen Erscheinungen.

Vorträge von physikalischem Interesse
in den allgemeinen Sitzungen.

Hr. **M. Planck** (Berlin): Die Stellung der neueren Physik zur mechanischen Naturanschauung. (Allgemeine Sitzung vom 23. September 1910, vorm.)

Hr. **J. Zenneck** (Ludwigshafen): Die Verwertung des Luftstickstoffs mit Hilfe des elektrischen Flammenbogens. (Gemeinsame Sitzung beider Hauptgruppen am 22. Sept. 1910, vorm.)

Hr. **F. Emich** (Graz): Mikrochemische Analyse.

Hr. **Lindner** (Berlin): Mikrophotographische Aufnahmen von lebenden Objekten in der Ruhe und in der Bewegung. (Beide Vorträge gehalten in der Gesamtsitzung der naturwissenschaftlichen Hauptgruppe am 21. September 1910, vorm.)

Als Ort der nächsten Versammlung wurde Karlsruhe gewählt.



Die Erzeugung schwach gedämpfter elektrischer Schwingungen;

von Max Wien.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 82. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Königsberg am 19. September 1910.)

(Vgl. oben S. 731.)

Das meiste von dem, was ich Ihnen hier vorführen möchte, ist nicht neu; da ich aber annehme, daß viele von Ihnen diese Versuche zur Erzeugung schwach gedämpfter Schwingungen noch nicht gesehen oder selbst nachgemacht haben, so möchte ich heute im Zusammenhang darüber berichten.

Von den vier Dämpfungsursachen — Strahlung, JOULEsche Wärme, Kondensatorverluste, Funke — ist die Strahlung bei geschlossenen Schwingungskreisen an sich klein, der Verlust durch JOULEsche Wärme kann durch passende Form des Leiters, bei nicht zu schnellen Schwingungen auch durch Unterteilung [1]) sehr verringert werden; es soll auf diese beiden Dämpfungsursachen hier nicht näher eingegangen werden.

Die Kondensatoren können einmal durch Sprühwirkungen am Rande der Belegungen, das andere Mal durch Verluste infolge von Leitung und dielektrischer Hysterese die Schwingungen ungünstig beeinflussen. Das Sprühen hat, wie EICKHOFF [2]) zuerst nachgewiesen hat, auch eine Änderung der Schwingungszahl zur Folge. Der folgende Versuch mag ein Bild von der Größe dieser schädlichen Einflüsse des Kondensators geben. Unter sonst gleichen Umständen wird einmal eine Leidener Flasche, bei der Sprühen und Leitung vorhanden ist, dann ein MOSCICKI-Kondensator, bei dem die Sprühwirkung sehr gering ist, schließlich ein Preßgaskondensator, bei dem Sprühen und Leitung verschwindend sind,

---

[1]) R. LINDEMANN, Verh. d. D. Phys. Ges. 11, 682, 1909.
[2]) W. EICKHOFF, Phys. ZS. 8, 564, 1907.



in den Schwingungskreis eingeschaltet: bei gleicher Primärenergie verhält sich der Stromeffekt im Resonanzkreise wie 2:7:12. (D)[1]).

Nachdem durch Benutzung der Preßgaskondensatoren die genannten Fehlerquellen vermieden waren, konnte die Funkendämpfung für sich studiert werden. Dabei ergab sich, daß das Dekrement mit steigendem Potential immer weiter sinkt. Die folgende Tabelle gibt eine Übersicht der Ergebnisse; darin ist F die Funkenstrecke in Zentimeter, $\mathfrak{d}_1$ das Dekrement der Schwingung, $\mathfrak{d}_f$ das Funkendekrement allein.

F (Funkenstrecke) cm	$\mathfrak{d}_1$	$\mathfrak{d}_f$
0,5	0,067	0,059
1,0	0,047	0,039
2,0	0,037	0,029
3,0	0,032	0,024
5,0	0,027	0,019

Die kleinsten Dekremente, welche ich in dieser Weise erhielt, betrugen 0,024, also etwa den vierten Teil der früher mit Leidener Flaschen bei höheren Spannungen erzielten Dekremente. Bei diesen Versuchen sprang der Funke zwischen großen Elektroden über, weil die Funkendämpfung um so geringer ist, je kürzer unter sonst gleichen Umständen der Funkenweg für dasselbe Potential ist. Versuche mit Funkenstrecken in Preßgas an Stelle von atmosphärischer Luft ergaben keine wesentliche Verbesserung.

Drude[2]) hat bei kurzen Funken (0,5 mm) verhältnismäßig niedrige Dekremente beobachtet; dies beruht auf der Warburgschen Funkenverzögerung. Dadurch wird das Entladungspotential viel höher, als es der kurzen Funkenstrecke entspricht, und damit sinkt das Dekrement. Das „Inaktiv"werden des Funkens bei Beleuchtung mit ultraviolettem Licht ist nichts weiter als eine Reduktion des Funkenpotentials und des Dekrements auf den normalen Wert. Die „aktiven" kurzen Funken sind leider sehr

[1]) (D) = Demonstration. Einige Versuche, bei denen höhere Spannungen und größere Energie zur Verwendung kamen, wurden einem Teil der Abteilung in Danzig vorgeführt.

[2]) P. Drude, Ann. d. Phys. (4) 15, 747, 1904.

unregelmäßig infolge der unsicheren Größe der Verzögerung, die von dem Metall der Funkenstrecke, von der Unterbrechung, dem Induktorium usw. abhängig ist. Auch bei längeren Funken bewirkt die Funkenverzögerung oft Unregelmäßigkeiten; man kann sie vermeiden, indem man als Elektrodenmetall Magnesium nimmt, wobei die Verzögerung nicht merklich ist, oder indem man die Funkenstrecke mit einer Bogenlampe beleuchtet.

Auch unter günstigen Umständen ist die Funkendämpfung immer noch groß, sie bewirkt einen unregelmäßigen Ablauf der Schwingung [1]) und beeinflußt auch die Frequenz [2]). Der Gedanke liegt nahe, die Funkendämpfung überhaupt zu eliminieren, indem man den Kondensatorkreis auf einen zweiten geschlossenen Schwingungskreis wirken läßt, in welchem durch Induktion Schwingungen entstehen. Hinderlich ist dabei, daß bei engerer Koppelung sogenannte gekoppelte Schwingungen erzeugt werden, bei denen statt einer Schwingung zwei Schwingungen mit verschiedenen Frequenzen in beiden Systemen entstehen, mit einer Dämpfung, die etwa dem Mittel der Dekremente der beiden Systeme entspricht. Dabei geht die Schwingungsenergie zunächst von dem Primär- auf das Sekundärsystem über, dann von diesem wieder zurück zu dem Primärsystem usw.

Gelänge es nun, den Primärkreis im rechten Augenblick, d. h. wenn gerade zum erstenmal alle Energie auf den Sekundärkreis übergegangen ist, zu öffnen, so würde der Sekundärkreis für sich allein abschwingen, ohne daß in den — offenen — Primärkreis Energie zurückwandern könnte (Demonstration an Doppelpendel).

BRAUN [3]) hat dieses Öffnen des Primärkreises dadurch zu erreichen gesucht, daß er eine Sicherung einschaltete und durchbrennen ließ. Das gelang nicht, wohl aber besorgt die Funkenstrecke dieses rechtzeitige Öffnen unter Umständen von selbst. Wenn die Schwingungsenergie ganz auf den Sekundärkreis übergegangen ist, ist die Funkenstrecke im Primärkreise stromlos und wird durch Entionisation schnell nichtleitend, gerade wie eine Bogenlampe, wenn man den Strom einen Augen-

---

[1]) J. ZENNECK, Ann. d. Phys. (4) 13, 822, 1904.
[2]) M. WIEN, Phys. ZS. 11, 282, 1910.
[3]) F. BRAUN, Nobel-Vortrag, Jahrb. d. drahtlosen Telegr. 4, 1, 1910.

blick nicht hindurch gehen läßt, beim Wiederansetzen der Spannung den Strom nicht mehr leitet.

Diese „Stoßerregung durch Löschwirkung“ wurde zuerst an ganz kurzen Funken (Zischfunken) beobachtet; auch bei enger Koppelung enthält das sekundäre System dann nur eine Schwingung, deren Frequenz und Dämpfung den Werten des ungekoppelten Sekundärsystems entsprechen (D). Diese Erscheinung bildet die Grundlage des Systems der „tönenden Löschfunken“, das von der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie ausgearbeitet ist.

Die Löschwirkung tritt nicht nur bei Zischfunken, sondern auch bei längeren Funken auf, nur ist sie dabei nicht so leicht zu beobachten, weil die Entionisierung nicht so schnell erfolgt. Die Koppelung zwischen Stoß- und Schwingungskreis muß hier lose sein, weil dann wegen der langsameren Schwebungen das Stromminimum lange genug dauert, um die Funkenstrecke im Primärkreise zu entionisieren und nichtleitend zu machen. Die Löschwirkung ist auch abhängig vom Metall der Elektrode, Silber löscht am besten (D). Am Klange des Funkens ist deutlich zu erkennen, ob der Funke gelöscht wird oder nicht, das Ohr ist für derartige Änderungen der Klangfarbe äußerst empfindlich.

Obgleich man so bei beliebig hohen Potentialen Stoßerregung erzielen kann, so ist doch die lose Koppelung wegen der gleichzeitig notwendigen genauen Abstimmung vielfach unbequem, auch ist der Nutzeffekt bei hohen Potentialen nicht genügend. Wesentlich engere Koppelung erzielt man bei hohen Potentialen durch Benutzung von „Löschröhren“[1]).

Es war schon mehrfach der Versuch gemacht worden, an Stelle der gewöhnlichen Funkenstrecke GEISSLERsche Röhren in den Stoßkreis einzuschalten, damit erzielte man wohl gute Löschwirkung, aber das Potential ist gerade in der Gegend des für das Löschen günstigsten Druckes sehr niedrig und schwankend. Der Gedanke lag auf der Hand, Potentialerzeugung und Löschwirkung voneinander zu trennen, und neben die Funkenstrecke eine GEISSLERsche Röhre in den Stoßkreis einzuschalten (D). Auf die Form der Röhre kommt es nicht sehr an, am besten sind einfache weite Röhren mit Elektrode von einigen Quadratzentimetern Ober-

[1]) M. WIEN, Phys. ZS. 11, 76, 1910.

fläche, die sich auf 2 bis 3 cm gegenüberstehen. Der günstigste Gasdruck liegt etwa bei 0,1 bis 1,0 mm Hg; je kleiner der Druck, um so enger kann die Koppelung gemacht werden, jedoch wird schließlich die Löschwirkung unsicher (D). Auf die Gasart kommt es weniger an, mehr auf das Metall der Elektroden; Silber und Kupfer zeigten die beste Löschwirkung, Magnesium die schlechteste, auch die Oberflächenbeschaffenheit ist von Einfluß. Der Nutzeffekt — Stromenergie im Sekundärkreis durch Ladungsenergie des Primärkondensators — steigt mit dem Potential an und erreichte unter Umständen über 80 Proz. Bei sehr großen Funken ist es oft günstig, mehrere Löschröhren hintereinander zu schalten, um eine engere Koppelung und regelmäßigere Löschwirkung zu erzielen. Es wurden Spannungen von 100 000 Volt und Energien von 15 Joule pro Funken verwandt. Zur Erzeugung großer Energien muß zugleich auch die Funkenzahl pro Sekunde vermehrt werden. Dazu diente ein Boasscher Resonanzinduktor, wobei eine große Regelmäßigkeit der Funken durch starkes Anblasen der Funkenstrecke erzielt wurde (D).

Bei stundenlangem Durchgang derartig starker Ströme zeigte sich eine Veränderung der Elektrodenoberfläche: eine Art Ermüdung, wobei die Löschwirkung unsicher wurde und die Röhren schließlich an der Durchtrittsstelle des Platindrahtes zerstört wurden. Die Gründe dieser Erscheinung bedürfen noch der Aufklärung.

Vorlesungsversuche über zweipolige Dynamomaschinen;

von F. F. Martens.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 82. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Königsberg am 20. September 1910.)

(Vgl. oben S. 732.)

In zweipoligen Dynamomaschinen verlaufen die magnetischen Induktionslinien besonders einfach, nämlich so wie die strichpunktierten, mit Pfeilen versehenen Linien der Fig. 1. Deshalb hält es der Verf. für zweckmäßig, im Unterricht zunächst diese Maschinen im Zusammenhange zu besprechen und erst später auf mehrpolige Maschinen einzugehen.

In den folgenden § 1, 2 und 3 ist ein Aggregat beschrieben, welches aus einer Gleichstrommaschine A und einer Versuchsmaschine B besteht. In § 4 sind die Stromquellen, in § 5 die Nebenapparate aufgezählt, welche zu Versuchen mit dem Aggregat nötig sind. In den nachfolgenden § 6 bis 12 sind die meist bekannten Vorlesungsversuche zusammengestellt, welche man mit dem Aggregat über die Wirkungsweise zweipoliger Generatoren und Motoren anstellen kann.

§ 1. Das Aggregat.

Als Gleichstrommaschine A benutzt Verf. einen gewöhnlichen Nebenschlußmotor, der an 220 Volt mit 2400 Touren läuft. A ist mit der Versuchsmaschine B direkt gekuppelt; beide Maschinen sind auf einer eisernen Grundplatte montiert.

Die Versuchsmaschine B ist so eingerichtet, daß zwei verschiedene Statoren und fünf verschiedene Rotoren eingesetzt werden können.

§ 2. Statoren der Versuchsmaschine.

1. Stator mit Einphasenwickelung. Die beiden Statoren bestehen aus einer großen Anzahl von aufeinander gelegten,

gestanzten Eisenblechringen. An der inneren Peripherie befinden sich 24 Nuten zur Aufnahme der Wickelung.

Der eine Stator (s. Fig. 1) ist mit Einphasenwickelung versehen, und zwar sind $^2/_3$ der 24 Nuten, also 16, mit Wickelung ausgefüllt. In der Figur ist in jeder Nute nur ein Leiter gezeichnet; in Wirklichkeit liegen in jeder Nute 25 Leiter.

Die Verbindungen der wirksamen, in den Nuten liegenden Leiterstücke sind in der Fig. 1 der Deutlichkeit halber geradlinig gezeichnet; in Wirklichkeit ist die linke Hälfte der Verbindungen nach links, die rechte Hälfte nach rechts gebogen,

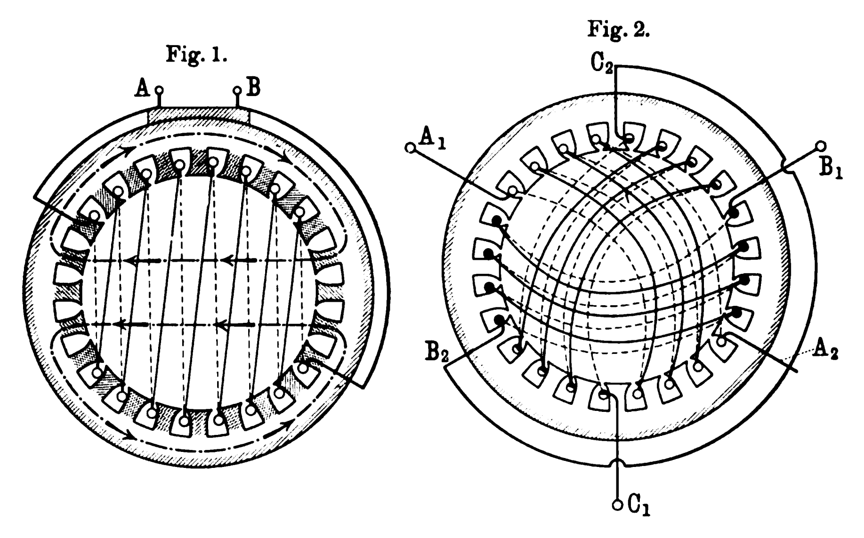


Fig. 1. Fig. 2.

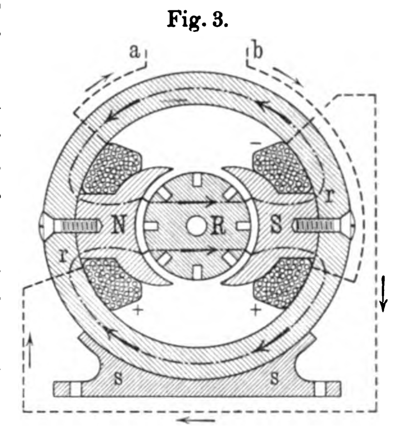
so daß die Verbindungen an der vorderen bzw. hinteren Stirnseite des Stators liegen. In dieser Weise wird bekanntlich die unterteilte Wickelung eines Stators in der Praxis stets ausgeführt, so daß jemand, der die Wickelung der Versuchsmaschine kennt, die Wickelung von Maschinen, die er z. B. in einer Wechselstromzentrale sieht, leicht versteht.

Ein Stator mit ausgesprochenen Polen ist in Fig. 3 dargestellt und kann an der Gleichstrommaschine A demonstriert werden. Für die Versuchsmaschine ist ein solcher Stator nicht geeignet, weil bei Abwesenheit des Rotorkernes R die Kraftlinien fast sämtlich zwischen den Polspitzen übergehen, während bei einem

Stator mit verteilter Wickelung nach Fig. 1 das Magnetfeld auch bei Abwesenheit des Rotorkernes nahezu gleichförmig ist.

2. Der Stator mit Dreiphasenwickelung (Fig. 2) trägt drei Wickelungen $A_1 A_2$, $B_1 B_2$, $C_1 C_2$. Die Anfänge $A_1 B_1 C_1$ sind die Pole des Stators, die Enden $A_2 B_2 C_2$ sind in bekannter Weise verbunden. Die Verbindungen der wirksamen Leiter sind in Wirklichkeit noch mehr umgebogen, als in der Figur gezeichnet ist, so daß sie auf der vorderen bzw. hinteren Stirnseite des Stators liegen, wie bei den in der Praxis ausgeführten Maschinen.

Fig. 3.



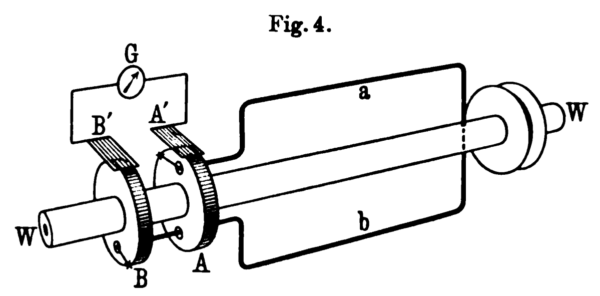
Benutzt man nur zwei von den drei Polen, z. B. $A_1 B_1$, so ist die Wirkungsweise des Stators 2 genau dieselbe, wie die des Stators 1; doch ist 1 gesondert ausgeführt wegen seiner leichteren Verständlichkeit.

Die photographische Untersuchung der Spannungen mit einem Oszillographen zeigt, daß der Verlauf sehr gut sinusförmig ist.

§ 3. Rotoren der Versuchsmaschine.

3. Die einfache Stromschleife mit zwei Schleifringen (Fig. 4) stellt wohl den einfachsten Rotor dar.

Fig. 4.

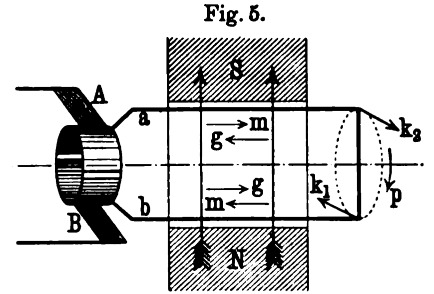


4. Einfache Stromschleife mit zwei Kommutatorsegmenten. Den einfachsten kommutierenden Rotor stellt Fig. 5

dar; die Hartgummiachse, welche die Schleife mit den beiden Kommutatorsegmenten trägt, ist in der Figur fortgelassen.

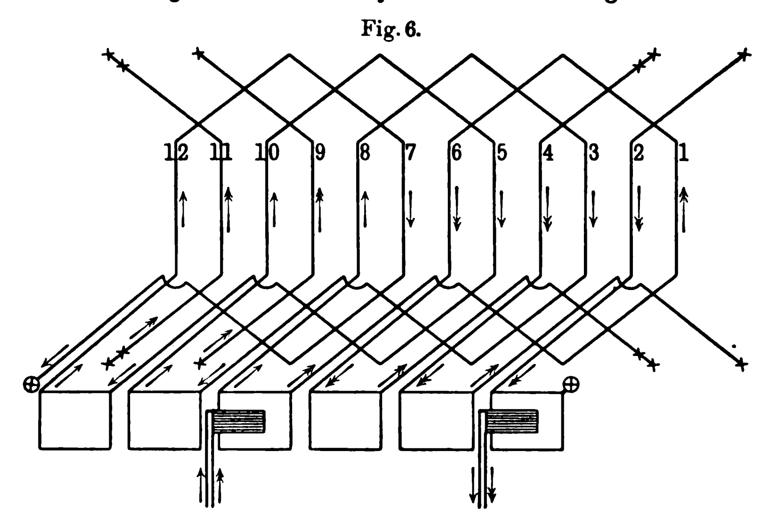
5. Ein Trommelanker ohne Eisenkern kann ebenfalls in dem Stator mit Einphasenwickelung zur Rotation gebracht werden. Fig. 6 zeigt eine Abwickelung des Ankers; aus der Fig. 6 entsteht ein Modell des Ankers, wenn man den linken und rechten Rand nach unten biegt, bis ein Zylindermantel entsteht. Der Rotor ist mit einem Schwungrad versehen.

Fig. 5.



6. Trommelanker mit Kommutator und zwei Schleifringen. Ein Trommelanker mit Eisenkern ist mit besonders langer Achse versehen, so daß neben dem Kommutator noch zwei Schleifringe Platz haben; zwei gegenüberliegende Kommutatorsegmente sind mit je einem Schleifring verbunden.

Fig. 6.



Der Anker rotiert nicht wie die Rotoren 1, 2, 3 zwischen Spitzen, sondern seine Welle ist durch zwei Lager geführt. Der eine Wellenstumpf trägt eine Riemenscheibe, welche zur Kuppelung mit der Gleichstrommaschine *A* dient.

7. Rotor mit Dreiphasenwickelung. Auf der Peripherie des Eisenkernes sind sechs Nuten eingeschnitten; in je zwei gegenüberstehenden Nuten liegt eine Stromschleife. Die Anfänge der drei Stromschleifen sind zu je einem Schleifring, die Enden zu einem vierten Schleifring geführt.

§ 4. Stromquellen.

Verf. benutzt zu seinen Versuchen 1. die Außenleiter der B. E. W.-Zentrale mit +110 und —110 Volt Spannung; 2. eine Akkumulatorenbatterie von 72 Volt; 3. einzelne Akkumulatoren; 4. ein Drehstromnetz von 110 Volt Spannung, gespeist von einem Gleichstrom-Drehstrom-Umformeraggregat von 5 KW Leistung. Von diesen Stromquellen ist 2. entbehrlich, weil durch 1. zu ersetzen.

Wer keinen Drehstrom (und keinen Wechselstrom) zur Verfügung hat, muß darauf verzichten, die Versuchsmaschine als Drehstrommotor (und als Wechselstrommotor) laufen zu lassen. Das Aggregat wird trotzdem gute Dienste leisten, und zwar nicht nur zur Ausführung der meisten im nachfolgenden beschriebenen Versuche, sondern auch als Gleichstrom-Drehstrom-Umformer für die verschiedensten Wechsel- und Drehstromversuche, z. B. über Transformatoren.

Erhält ein Institut von der Zentrale nur Drehstrom (oder nur Wechselstrom), so kommen folgende Stromquellen in Frage: 1. ein besonderes größeres Drehstrom-Gleichstrom- (oder Wechselstrom-Gleichstrom-) Umformeraggregat; 2. eine Akkumulatorenbatterie; 3. das in vorliegender Arbeit beschriebene Aggregat AB; 4. ein Aggregat $A'B$, welches sich von AB dadurch unterscheidet, daß A durch einen kommutierenden Wechselstrommotor A' ersetzt ist; 5. einzelne Akkumulatoren.

Hat der Experimentator 1 und 3, oder besser 1, 2 und 3 zur Verfügung, so kann er ohne weiteres alle im nachfolgenden zusammengestellten Versuche anstellen.

Hat der Experimentator nur 2 und 3 zur Verfügung, so kann er die Versuchsmaschine B als Drehstrom- (oder Wechselstrom-) Motor laufen lassen und mit A die Batterie 2 laden. Dann kann er alle Versuche anstellen.

Hat der Experimentator 1 und 2 nicht zur Verfügung, so nützt ihm 3 nichts; er muß statt 3 das Aggregat 4 verwenden. Dann kann er alle Versuche anstellen, da A' auf verschiedene Tourenzahlen gebracht und auch als Gleichstromgenerator verwendet werden kann.

§ 5. Nebenapparate.

Für die Versuche über die Wirkungsweise der Teile 1 bis 7 des beschriebenen Aggregates benutzt Verf. folgende Nebenapparate:

a) Widerstände.

8. Anlaßwiderstand für die Gleichstrommaschine A;
9. Anlaßwiderstand für den Trommelanker 6 der Versuchsmaschine B;
10. Vorschaltwiderstand für die Einphasenwickelung des Stators 1.
11. Vorschaltwiderstand für den Magnetisierungsstrom von A;
12. eine 2-Volt-Lampe;
13. eine 110-Volt-Lampe;
14. eine 220-Volt-Lampe;
15. einen Glühlampenwiderstand von 15 parallel geschalteten 65-Volt-Lampen;
16. einen Glühlampenwiderstand von 15 parallel geschalteten 220-Volt-Lampen;
17. drei 2-Volt-Lampen in Dreieckschaltung;
18. drei Kreise, jeder mit mehreren 2-Volt-Lampen in Sternschaltung bzw.
19. in Dreieckschaltung.

b) Stromschlüssel.

20. Mehrere einpolige Stromschlüssel;
21. doppelpoliger Umschalter;
22. einpoliger Umschalter.

c) Magnetische Apparate.

23. Magnetnadel;
24. Papierscheibe, in die beiden Statoren passend, oder Glasscheibe für Projektion, Eisenfeilspäne, elektrische Klingel zum Erschüttern;

25. Kartonblatt auf Stativ mit Ausschnitt für Trommelanker;
26. Hufeisenmagnet.

d) Meßinstrumente.

27. Spiegel- oder empfindliches Zeigergalvanometer;
28. Hitzdrahtamperemeter;
29. Wechselstromvoltmeter;
30. Resonanzfrequenzmesser;
31. Tourenzähler und Stoppuhr;
32. Oszillograph und rotierender Spiegel.

e) Sonstige Nebenapparate.

33. Pronyscher Zaum;
34. hohle Metallkugel, am Faden aufgehängt;
35. Stahlstab mit Stativ und Magnetisierungsspule;
36. Abwickelung eines Trommelankers, auf großem Bogen Ölpapier gezeichnet;
37. großes Holzmodell eines Trommelankers;
38. kleiner Drehstromtransformator, 20/3 Volt.

f) Andere Dynamomaschinen.

39. Telephoninduktor;
40. Drehstromgenerator, vierpolig, 500 Volt bei 1500 Touren, 3 KW.

§ 6. Wechselstromsynchronmaschinen mit gleichstromdurchflossener Erregerwickelung auf dem Stator.

Versuch 1. Stator 1 und Widerstand 10 von Gleichstrom durchflossen, mit Magnetnadel 23, sowie Papierscheibe 24 untersucht.

Versuch 2. Stator mit ausgesprochenen Polen an der Gleichstrommaschine *A* des Aggregates demonstriert.

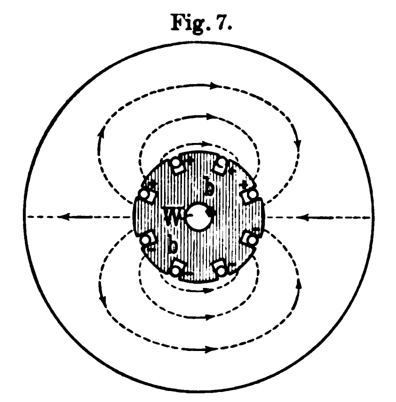
Versuch 3. Stator 1 (und Widerstand 10) von Gleichstrom durchflossen, Rotor 3 mit der Hand gedreht, Schleifbürsten an Galvanometer 27; Rotor 3 mit Bindfaden abgezogen, Schleifbürsten an Hitzdrahtamperemeter 28.

Versuch 4. Stator 1 (und Widerstand 10 von Gleichstrom durchflossen). Rotor 3. Schleifbürsten an zwei Polen des kleinen Drehstromtransformators 38. Der Rotor vollführt lebhafte Schwankungen, es gelingt leicht, ihn mit der Hand so anzustoßen, daß er als Synchronmotor weiterläuft, besonders leicht bei niedriger Periodenzahl des den Transformator erregenden Wechselstroms.

Versuch 5. Die Kraftlinien des stromdurchflossenen Trommelankers 6 mit Eisenkern (Widerstand 9) werden demonstriert mit Hilfe des Kartonblattes 25 (s. Fig. 7).

Versuch 6. Stator 1 (und Widerstand 10) von Gleichstrom durchflossen. Rotor 6 langsam mit der Hand gedreht. Schleifbürsten liegen an den beiden Schleifringen und sind durch 2-Volt-Lampe 12 geschlossen. Diese leuchtet bei jeder Umdrehung zweimal auf.

Fig. 7.



Versuch 7. Rotor 6 mit Gleichstrommaschine A gekuppelt und von A angetrieben. Der den Schleifringen entnommene Wechselstrom betreibt 15 Glühlampen (15) und wird bei

Versuch 8 mit Oszillograph und rotierendem Spiegel 32 untersucht.

Versuch 9. Ein Resonanzfrequenzmesser 30 zeigt die Periodenzahl (z. B. 40) des entnommenen Wechselstromes.

Versuch 10. Die Messung mit Tourenzähler und Stoppuhr 31 ergibt die minutliche Tourenzahl, z. B. 2400.

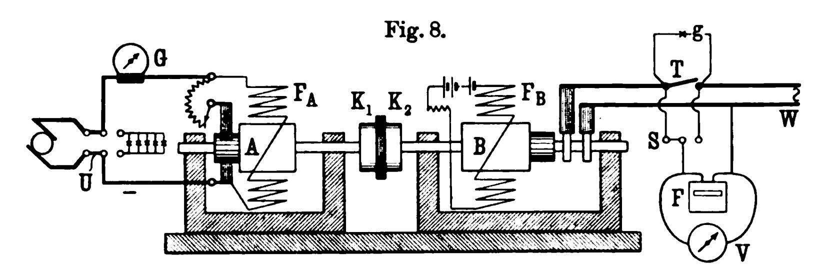
Versuch 11. Versuchsmaschine B als Wechselstromsynchronmotor (Fig. 8). Die stark gezeichneten Leiter rechts werden von einem 5-KW-Drehstromgenerator W mit Wechselstrom gespeist. Die Gleichstrommaschine A läuft als Motor am Gleichstromnetz der Zentrale. Ist die Spannung an den Schleifbürsten von B annähernd synchron mit der Netzspannung von W und von gleicher Größe, so vollführt die Lichtstärke der 110-Volt-Lampe g (13) ganz langsame Schwebungen. Wird dann der Stromschlüssel T (20) geschlossen, so läuft B synchron mit W. Wird die Tourenzahl

und Spannung von W erhöht, so wirkt A als Generator, das Galvanometer 9 schlägt umgekehrt aus. Wird der Schlüssel U umgelegt, so betreibt A z. B 15 220-Volt-Lampen (16).

Hat die Wechselstromquelle W ganz geringe Frequenz, etwa 5 in der Sekunde, so läuft der Rotor B in gewissen Stellungen von selbst an, weil seine Trägheit dann von einem Anstoß überwunden wird.

Versuch 12. Ein Telephoninduktor (Zündmaschine, 39) brennt eine 220-Volt-Lampe (14). Um zu zeigen, daß 14 von Wechsel-, nicht von Gleichstrom durchflossen ist, bringt man

Fig. 8.



den Faden zwischen die Pole eines Hufeisenmagneten. Dann vollführt der leuchtende Faden bei Wechselstrom lebhafte Schwingungen, bei Gleichstrom steht er still.

§ 7. Wechselstromsynchronmaschinen mit gleichstromdurchflossener Erregerwickelung auf dem Rotor.

Versuch 13. Rotor 6 und Widerstand 9 von Gleichstrom durchflossen, die Pole des Stators 1 an 2-Volt-Lampe 12. Rotor wird langsam mit der Hand gedreht.

Versuch 14 wie Versuch 13, nur ist der Rotor mit der Gleichstrommaschine gekoppelt. Das Aggregat wirkt als Gleichstrom-Wechselstrom-Umformer, der Wechselstrom, welcher den Klemmen des Stators 1 entnommen wird, vermag 15 65-Volt-Lampen zu brennen.

Versuch 15. Untersuchung des Wechselstromes mit Oszillograph und Frequenzmesser, der Maschinen mit Tourenzähler und Stoppuhr.

Versuch 16. Versuchsanordnung wie in Fig. 8, nur werden die Schleifbürsten von B mit Gleichstrom beschickt, die Klemmen der Statorwickelung F_B an das Wechselstromnetz gelegt, welches von W gespeist wird. Dann läuft B als Wechselstromsynchronmotor.

§ 8. Kommutierende Maschinen für Gleichstrom.

Versuch 17. Stator 1 von Gleichstrom durchflossen; Rotor 4 an 2 Volt gelegt, rotiert.

Versuch 18. Stator 1 von Gleichstrom durchflossen; Rotor 4 an Galvanometer (eventuell an Oszillographen) gelegt, langsam mit der Hand gedreht.

Versuch 19. Stator 1 von Gleichstrom durchflossen. Rotor 5 an 2 Volt gelegt, rotiert schnell (s. Fig. 9). Das Voltmeter V zeigt, daß der obere Leiter positiv, der untere negativ ist (Spannung 0,4 Volt).

Fig. 9.

Wird der Schlüssel T plötzlich umgelegt, so zeigt das Galvanometer etwa 0,05 Volt, soviel beträgt die Spannung des als Generator wirkenden Trommelankers.

Versuch 20. Das Blatt 36 wird zu einem Zylindermantel gebogen und zeigt den Zusammenhang zwischen wirklichem Anker und seiner Abwickelung.

Versuch 21. Ein großes Holzmodell (37) wird mit Bindfaden bewickelt und zeigt die Entstehung eines Trommelankers.

Versuch 22. Hauptstrommotor. Die Kommutatorschleifbürsten des Trommelankers 6, die Wickelung des Stators 1 und ein Anlaßwiderstand werden in Serie geschaltet und an eine Gleichstromquelle von 36 Volt gelegt. A wirkt als Generator und dient zur Abbremsung. Abhängigkeit der Tourenzahl von der Belastung!

Versuch 23. Nebenschlußmotor. Die Kommutatorschleifbürsten des Rotors 6, ein Anlaßwiderstand und ein Amperemeter werden an 36 Volt gelegt; die Wickelung des Stators 1 (Widerstand 0,65 Ω) wird mit einem Vorschaltwiderstand von 2 Ω eben-

falls an 36 Volt gelegt. Tourenzahl von der Belastung in weiten Grenzen unabhängig, Stromstärke nimmt mit Belastung zu.

Versuch 24. Der Wirkungsgrad dieses Nebenschlußmotors B wird mit PRONYschem Zaum bestimmt; als elektrische Leistung wird nur die dem Anker zugeführte bestimmt.

Versuch 25. Der Wirkungsgrad der als Generator wirkenden Antriebsmaschine A wird bestimmt, während A von B angetrieben wird.

Versuch 26. Die Beziehung zwischen der mittleren Induktion C_m und dem Statorstrom i wird für die Versuchsmaschine bestimmt, während diese von A angetrieben wird. Dann braucht der Ankerwiderstand nicht berücksichtigt zu werden.

Versuch 27. Die Proportionalität zwischen der Gegenspannung des Ankers und der Tourenzahl wird ebenfalls an B gemessen, während B von A angetrieben wird.

§ 9. Kommutierende Wechselstrommotoren.

Versuch 28. Die Versuchsmaschine, als Hauptstrommotor geschaltet, läuft mit Wechselstrom.

§ 10. Synchrone Maschinen für Drehstrom.

Versuch 29. Drehstromabnahme aus Rotor 7 mit 3 Schleifen. Stator 1 von Gleichstrom durchflossen. Drei 2-Volt-Lampen in Dreieckschaltung brennen, wenn der Rotor von A angetrieben wird.

Versuch 30. Als Synchronmotor läuft der Rotor, wenn die drei Schleifringe an die Niederspannungspole des kleinen Drehstromtransformators 38 gelegt werden. Ist die Frequenz der Netzspannung niedrig, etwa 5 in der Sekunde, so läuft der Rotor von selbst an; ist die Frequenz etwas größer, so genügt ein Anstoßen des lebhaft schwankenden Rotors mit der Hand; bei normaler Frequenz 50 muß der Rotor von A zunächst angetrieben werden.

Versuch 31. Drehstromabnahme aus dem Stator 2 mit Dreiphasenwickelung. Trommelanker durch die beiden Schleifringe mit Gleichstrom beschickt.

Versuch 32. Stern- und Dreieckschaltung. Auf einem großen Brett (18, 19) sind 1. 2-Volt-Lampen in Sternschaltung, 2. 4-Volt-Lampen (d. h. je zwei 2-Volt-Lampen hintereinander-

geschaltet) in Dreieckschaltung angebracht, so daß sechs Lampenwiderstände entstehen. Wird das Netz an die Klemmen eines größeren Drehstromgenerators (40) gelegt, so leuchten die sechs Zweige nacheinander auf.

Versuch 33. Untersuchung eines Drehfeldes mit Magnetnadel. Stator 2 mit den Klemmen A_1, B_1, C_1. Akkumulator: 1. A_1+, B_1-, C_1-; 2. B_1+, C_1-, A_1-; 3. C_1+, A_1-, B_1-. Die Stellungen der Nadel bei 1., 2. und 3. sind um 120° verschieden.

Wird Stator 2 an ein Drehstromnetz gelegt, so rotiert die Nadel bei geringer Trägheit von selbst, bei größerer Trägheit nur, wenn sie angestoßen wird oder die Frequenz sehr niedrig ist.

Versuch 34. Untersuchung eines Drehfeldes mit Eisenfeilspänen. Im Innern des Stators 2 Kartonblatt 24. Klemmen des Stators 2 an großem Drehstromgenerator, der ganz langsam gedreht wird. Die Kraftlinien, erkennbar durch Eisenfeilspäne, rotieren ganz langsam.

Versuch 35. Versuche über Drehfeld mit Magnetpol. Wie sich die drei Feldkomponenten im Dreiphasenstator zu einem Drehfelde vereinigen, zeigt wohl am besten der Bodesche[1]) Versuch, einen Magnetpol im Innern des Stators federnd anzubringen.

Versuch 36. Als Drehstromsynchronmotor läuft die Versuchsmaschine, wenn Stator 2 an ein Drehstromnetz gelegt wird, während den Schleifringen des Trommelankers 6 Gleichstrom zugeführt bzw. entnommen wird. Anlassen mit A, Versuchsanordnung ähnlich der in Fig. 8 dargestellten.

§ 11. Asynchrone Maschinen für Wechsel- und Drehstrom.

Versuch 37. Wirkung des Drehfeldes (Stator 2) auf eine hohle, an einem Faden aufgehängte Metallkugel.

Versuch 38. Asynchrone Drehstrommotoren. Stator 2 an Drehstromnetz, Rotor 7 1. mit drei Widerständen zwischen den drei Schleifbürsten, 2. mit drei kurzgeschlossenen Schleifringen. Bestimmung der Schlüpfung mit Frequenzmesser, Stoppuhr und Tourenzähler.

---

[1]) G. Bode, Verh. d. D. Phys. Ges. 11, 50—52, 1909.

Versuch 39. Wechselstrom-Induktionsmotor. Schaltet man beim laufenden Motor (Versuch 38) eine Phase des dem Stator zugeführten Drehstromes ab, so läuft der Motor weiter.

§ 12. Einankerumformer.

Stator 1 von Gleichstrom durchflossen. Trommelanker mit zwei Schleifbürsten AB am Kommutator, zwei Schleifbürsten $A'B'$ an den beiden Schleifringen.

Versuch 40. AB an Gleichstromquelle von 36 Volt, Wechselstromentnahme aus $A'B'$.

Versuch 41. Bei laufendem Rotor (Versuch 40) wird $A'B'$ an Wechselstromnetz gelegt, Rotor läuft als Synchronmotor weiter. Gleichstromentnahme aus AB.

Zum Schluß sei noch bemerkt, daß die Firma Leppin u. Masche (Berlin) die Herstellung der in vorliegender Arbeit beschriebenen Apparate übernommen hat.

Berlin, Physik. Institut der Handelshochschule, Oktober 1910.

Über Ionisation und Lumineszenz in der Aureole der Quecksilberdampflampe;

von W. Matthies.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 82. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Königsberg am 20. September 1910.)

(Vgl. oben S. 732.)

In einer vor Jahresfrist in den Annalen der Physik mitgeteilten Untersuchung[1]) wurde gezeigt, daß alle solche Lumineszenzerscheinungen in Gasen als Aureolphänomene zusammengefaßt werden können, die zwar durch elektrische Energie erregt werden, die aber insofern gegenüber der eigentlichen Entladung als völlig sekundäre Vorgänge in der Gasmasse zu betrachten sind, als ihre Existenzbedingung nicht in dem Vorhandensein freier Spannungsgefälle und Strömungslinien besteht. Als wesentlich für das Zustandekommen derartiger Erscheinungen wurde das Auftreten starker Ionisation und rein mechanischer Expansivkräfte nachgewiesen.

Zu der skizzierten Gruppe von Erscheinungen, welche unter geeigneten Bedingungen jede der bisher bekannten Formen der elektrischen Entladung in Gasen begleiten können, wurde auch das zuerst an der Cooper-Hewittschen Quecksilberdampflampe beobachtete und bereits früher von den Herren J. Stark und Reich[2]) näher beschriebene Phänomen des leuchtenden Dampfstrahles als zugehörig nachgewiesen. Wegen der Möglichkeit der Erzeugung dieses Aureolphänomens mit Hilfe niedrig gespannten Gleichstromes schien dasselbe gegenüber den früher untersuchten, bei denen meist disruptive Kondensatorentladungen zur Anwendung kamen, für eine exakte Untersuchung und die Prüfung der Richtigkeit der über die Aureolphänomene im allgemeinen entwickelten Vorstellungen besonders geeignet. Wegen der relativ

---

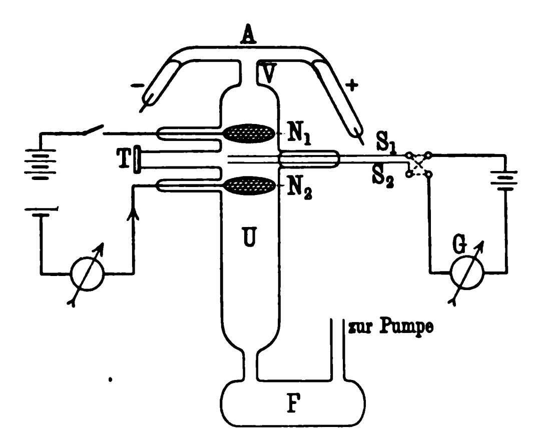
[1]) W. Matthies, Ann. d. Phys. (4) 30, 633, 1909.

[2]) J. Stark u. Reich, Phys. ZS. 4, 321, 1903; J. Stark, Verh. d. D. Phys. Ges. 5, 87, 1903; Phys. ZS. 4, 440, 1903; Ann. d. Phys. (4) 12, 663, 1903.



großen Lichtintensität der in Frage stehenden Erscheinung und der sie darbietenden relativ einfachen Verhältnisse — findet doch die Lichtemission in einem von äußeren elektrischen Kräften wesentlich freien Raume statt — war auch hier vor allem auf die prinzipiell wichtige Frage nach dem Zusammenhange zwischen Ionisation und Lumineszenz am ersten eine einigermaßen befriedigende Antwort zu erwarten.

Im nachfolgenden soll nun kurz über eine Reihe hiermit zusammenhängender Versuche und Messungen berichtet werden. Zur Erzeugung der Aureolerscheinung erwies sich die in nebenstehender Figur schematisch wiedergegebene Versuchsanordnung am zweckmäßigsten.



Normal zur horizontal gelagerten ARONSschen Quecksilberlampe *A*, deren anodischer Quecksilberbehälter ähnlich wie bei der KÜCHschen Quarzglaslampe etwas größer als der kathodische gewählt wurde, ist ein kurzes Rohr *V* angeschmolzen, das mit einem etwa 5 cm weiten, 30 cm langen zylindrischen Glasrohre *U*, dem eigentlichen Untersuchungsraume, kommuniziert. Unter Vermittelung einer Art Glasfußes *F*, der zur Ansammlung des kondensierten Quecksilbers dient, steht das System dauernd mit einer Gaedepumpe und einem manometrischen System in Verbindung. Nachdem das Rohr bis auf den Dampfdruck des Quecksilbers evakuiert ist, wird der Lichtbogen in *A* in bekannter Weise unter Vermittelung einer Glimmentladung angezündet. Nach kurzer Zeit tritt aus dem Verbindungsrohre *V* normal zu den Strömungslinien des Lichtbogens ein kräftig rötlichweiß leuchtender Strahl in den Untersuchungsraum *U* ein.

Dieser durch sein Leuchtvermögen sichtbare Strahl besitzt alle Eigenschaften eines gewöhnlichen Gas- oder Wasserstrahles:

Er weist erhebliche Starrheit auf, übt auf normal zu ihm stehende Flächen einen merklichen Druck aus, vermag, falls er aufwärts gerichtet ist, kleine Quecksilberkügelchen schwebend in sich zu erhalten, wird an festen Wänden analog einem Wasserstrahl reflektiert — was, nebenbei bemerkt, an den im Untersuchungsraume angebrachten Drahtnetzchen N_1 und N_2 gut zu erkennen ist —, wird durch Gas- und Dampfströme, die seitlich auf ihn gerichtet werden, abgelenkt usf. Unterhalb eines gewissen kritischen Druckes im Untersuchungsraume, der, am Mc Leod gemessen, bei den von mir benutzten Versuchsbedingungen zwischen 0,1 und 0,2 mm Hg lag, lassen sich bei genauer Betrachtung und zweckmäßiger Wahl der Anordnung sehr schön die zuerst von Mach und Salcher [1]) nachgewiesenen periodischen, stationären Dichtigkeitsänderungen an Unterschieden in der Lumineszenz des Strahles beobachten, die wir nach den Untersuchungen der Herren Emden [2]) und Prandl [3]) als stationären Schallwellen analoge Vorgänge im Quecksilberdampfstrahle anzusehen berechtigt sind. Die Erscheinung eignet sich mit dem vorstehenden Rohre nicht zur Demonstration im größeren Auditorium; sie läßt sich aber unschwer so deutlich hervorrufen, daß sie photographisch fixiert werden kann. Mit abnehmendem Druck im Untersuchungsraume verliert das Aureolphänomen den strahlförmigen Charakter, indem es stark an räumlicher Ausdehnung zunimmt, dafür aber von gewissen Drucken ab an Lichtintensität in der Volumeneinheit abnimmt. Es läßt sich leicht die Längsausdehnung des Gebildes auf mehr als 60 cm bringen.

Ich übergehe die Erwähnung einer Reihe weiterer Einzelheiten und bemerke nur noch, daß bei sehr tiefen Drucken regelmäßig unmittelbar hinter dem Verbindungsrohre V ein dunkler Raum auftritt, dessen Längsausdehnung dem Druck in Annäherung umgekehrt proportional ist und dessen Aussehen an den bei der Glimmentladung in Erscheinung tretenden dunklen Hittorfschen Kathodenraum erinnert. Das Vorhandensein eines solchen Dunkelraumes spricht gegen die naheliegende Auffassung, daß die Quecksilberatome schon unmittelbar im Lichtbogen zur

[1]) Mach u. Salcher, Wied. Ann. **41**, 144, 1890.
[2]) Emden, ebenda 69, 264, 1899.
[3]) Prandl, Phys. ZS. **5**, 599, 1904.

Lichtemission erregt worden sind und im leuchtenden abklingenden Zustande durch die Expansivkräfte in den verdünnten Untersuchungsraum geschleudert werden. Unter Zugrundelegung der von den Herren WIECHERT [1]) und ABRAHAM [2]) aus rein optischen Daten berechneten Grenzwerte für die Relaxationszeit strahlender elektrischer Systeme und der wohl zulässigen Voraussetzung, daß die Atome eine die Schallgeschwindigkeit unter den vorliegenden Verhältnissen nicht wesentlich überschreitende Geschwindigkeit besitzen, folgt gleichfalls die Unzulässigkeit jener Vorstellung, was übrigens auch schon früher in ähnlichem Zusammenhange von Herrn J. STARK ausgeführt worden ist.

In seiner klassischen Arbeit vom Jahre 1879 hat Herr W. HITTORF bereits nachgewiesen, daß Quecksilberdampf unterhalb der Rotgluthitze absolut nichtleitend ist, ein Befund, der in der nachfolgenden Zeit von MAXWELL, BLAKE und einer großen Zahl weiterer Forscher bestätigt worden ist. Die von Herrn STEUBING [3]) kürzlich nachgewiesene Ionisation des Quecksilberdampfes bei der Fluoreszenz scheint mir auf Grund der mitgeteilten Daten und auf Grund eigener inzwischen angestellter Versuche nicht als unbedingt notwendige Begleiterscheinung der Fluoreszenz aufzufassen zu sein [4]). Daß bei der Fluoreszenz des Jod- und Benzoldampfes eine Ionisation mit den empfindlichsten uns zu Gebote stehenden Hilfsmitteln nicht nachweisbar ist, steht außerhalb jeden Zweifels.

Der in der Aureole leuchtende Quecksilberdampf ist dagegen außergewöhnlich stark ionisiert, und zwar ist die Ionisation in den leuchtenden Teilen des Strahles sehr viel stärker als in den benachbarten dunkeln Teilen des Untersuchungsraumes. Der zwischen den beiden Eisensonden S_1 und S_2 übergehende, am Galvanometer G die Ionisation messende Strom steigt stark im Moment an, wo die leuchtende Aureole die Sonden erreicht. Man wird gegen die Beweiskraft des Versuches den Einwand erheben, daß die sichtbar starke Zunahme eine Folge der Abnahme des

---

[1]) E. WIECHERT, Arch. Néerl. (5) LORENTZ-Jubelband, S. 549, 1900.

[2]) M. ABRAHAM, Theorie der Elektrizität II, S. 70. Leipzig 1905.

[3]) W. STEUBING, Phys. ZS. 10, 787, 1909.

[4]) Die hierauf bezüglichen Versuche werden demnächst an anderem Orte mitgeteilt werden.

Druckes sei, die ja zum Vortreiben des Strahles erforderlich ist. Durch Verwendung zweier beweglicher Sonden bei konstantem Druck kann aber leicht die Richtigkeit der ausgesprochenen Behauptung nachgewiesen werden.

Die nähere Untersuchung der Ionisation hat die folgenden Resultate geliefert:

1. Die Ionisation steigt unter sonst konstanten Bedingungen mit der Zeit so lange an, bis ein stationärer Zustand der Temperaturverhältnisse im Lichtbogen und Untersuchungsraum eingetreten ist.

2. Unter sonst gleichen Bedingungen ist die Ionisation innerhalb weiter Grenzen von der Länge des erregenden Lichtbogens unabhängig.

3. Die Ionisation ist zwischen 1,5 und 4,5 Amp. der Lichtbogenstromstärke mit großer Annäherung eine lineare Funktion des elektrischen Effektes, welcher der Längeneinheit bzw. Volumeneinheit des Lichtbogens zugeführt wird.

4. Ceteris paribus nimmt die Ionisation mit abnehmendem Gasdrucke im Untersuchungsraume zunächst langsam, darauf schnell zu, erreicht ein Maximum und fällt dann wieder merklich ab. Der allgemeine Charakter der Druckkurve der Ionisation ist durchaus der nämliche wie bei den von den Herren SCHWEIDLER, STOLETOW und LENARD bei höheren Spannungen für den lichtelektrischen Strom gefundenen Kurven [1]).

5. Die Ionisation im leuchtenden „Strahle“ nimmt mit zunehmender Entfernung vom Lichtbogen schneller als mit der ersten, aber langsamer als mit der zweiten Potenz der Entfernung ab.

6. Die Träger der Leitfähigkeit sind im allgemeinen positive und negative Atomionen kleiner Beweglichkeit und freie negative Elektronen. Das Verhältnis der Zahl der freien Elektronen zu derjenigen der negativen Atomionen nimmt stark mit sinkendem Drucke zu, ein Ergebnis, das in qualitativer Übereinstimmung mit den Messungen an anderen bekannten Erscheinungen steht.

---

[1]) Vgl. J. J. THOMSON, Conduction of Electricity through Gases, Cambridge 1906.

7. Im Gegensatze zu den meisten bisher untersuchten Ionisationsvorgängen, vor allem auch zu den eingangs erwähnten früher verfolgten Aureolphänomenen, klingt die Ionisation in der Quecksilberdampfaureole fast momentan mit Aufhören des erregenden Lichtbogens ab. Mit Hilfe eines Pendelunterbrechers und unter Verwendung eines Kondensators zum Auslöschen des Lichtbogens wurde festgestellt, daß sicher nach $^1/_{100}$, höchstwahrscheinlich schon nach $^1/_{10000}$ Sekunde nach Verlöschen des Lichtbogens die Ionisation in der Aureole um mehr als den 10^{-7}. Teil ihres anfänglichen Wertes gesunken ist.

Herr PFLÜGER[1]) hat bekanntlich mittels einer sinnreichen Differentialmethode nachgewiesen, daß der im Lichtbogen lumineszierende Quecksilberdampf sein Absorptionsvermögen für die meisten Spektralbereiche nach weniger als $^1/_{10}$ Sekunde nach Unterbrechung des Lichtbogens verliert. Wenn zwar schon längst bekannt ist, daß ein Quecksilberbogen nicht mit Wechselstrom selbst sehr hoher Frequenz zu erhalten ist, so folgt hieraus durchaus nicht, wie mehrfach angenommen worden ist, daß die Ionisation außergewöhnlich schnell abklingt; denn der Lichtbogen ist ja bezüglich seiner Existenz in erster Linie von den Vorgängen an der Kathode abhängig. Es sei nur daran erinnert, daß der gewöhnliche Lichtbogen in Luft nach Unterbrechungen von $^1/_{20}$ Sekunde und mehr sich selbst wieder zündet, wenn die Kathode aus Kohle besteht, daß dagegen die Zündung versagt, wenn die Kathode metallisch ist und die Unterbrechung selbst nur $^1/_{10000}$ Sekunde gedauert hat. Erst auf Grund der vorliegenden Abklingungsversuche der Ionisation darf gefolgert werden, daß Ionisation und Absorptionsvermögen im fraglichen Falle parallel gehen. Doch muß ausdrücklich betont werden, daß dieser Parallelismus beim Quecksilberdampf nur ein partieller ist; denn unter Rotgluthitze ist ja der Quecksilberdampf durchaus nichtleitend, während nach WOOD, PFLÜGER und anderen schon bei Zimmertemperatur merkliche Absorption in bestimmten Spektralregionen nachweisbar ist.

8. Die die Ionisation messende Strömung zeigt bezüglich ihrer Abhängigkeit von der sie erzeugenden Potentialdifferenz den für die unselbständige Gasströmung typischen Verlauf:

---

[1]) A. PFLÜGER, Ann. d. Phys. (4) 24, 515, 1907; 26, 789, 1908.

Zunächst ein sehr schnelles nahezu proportionales Anwachsen mit der Spannung, darauf Annäherung an einen von der Spannung unabhängigen Grenzwert.

Es bedarf wohl keiner näheren Erläuterung, daß wegen der extrem großen Dichte der freien Elektrizitätsträger — die Sättigungsströme betrugen bis zu $50 . 10^{-3}$ Amp. — die erreichbaren Grenzwerte des Sättigungsstromes sehr von der Gestalt, Oberflächenbeschaffenheit und Anordnung relativ zur Strahlrichtung abhängen.

Bei Anwendung eines longitudinalen Feldes zwischen perforierten Elektroden ist die Grenzstromstärke wesentlich höher, als bei Benutzung eines transversalen Feldes sonst gleicher Beschaffenheit. Im ersteren Falle ist unter sonst gleichen Verhältnissen die Grenzstromstärke wieder um so höher, die Sättigung um so schneller und deutlicher erreicht, je engmaschiger die als Elektroden verwendeten Eisendrahtnetze N_1 und N_2 sind.

Durch eine Reihe früherer Beobachtungen geleitet und bestärkt durch die Ergebnisse der erwähnten Messungen über Abklingung von Ionisation und Absorptionsfähigkeit, habe ich in der eingangs zitierten Arbeit in Anlehnung an die bekannten STARKschen Hypothesen die Vermutung ausgesprochen, daß Lumineszenz und Ionisation bei den Aureolphänomenen direkt voneinander abhängende Vorgänge sind, daß die bei der Wiedervereinigung elektrischer Quanten notwendig eintretenden Störungen des elektromagnetischen Feldes die Atome zu Schwingungen erregen sollen. Zu ähnlichen, Lichtemission bewirkenden Störungen muß ja auch die Bremsung bzw. Abtrennung am bzw. vom Atom oder Molekül führen können. Wie man sich nun auch im einzelnen bei den verschiedenen Möglichkeiten den Mechanismus der Lichterregung vorstellen mag, in jedem Falle müssen wir eine Beeinflussung der Lumineszenz durch geeignete äußere elektrische Kräfte erwarten; denn die Lumineszenz muß nach den erwähnten Annahmen notwendig von der Zahl und Geschwindigkeit der freien Elektrizitätsträger abhängen. Beide können aber doch durch äußere elektrische Kräfte geändert werden.

Dieser auf Grund der skizzierten Hypothesen zu fordernde Effekt läßt sich nun in der Tat mit der vorliegenden Anordnung sehr gut nachweisen. Es wird der Gasdruck in U so eingestellt, daß die Aureole möglichst kräftig zwischen den Netzen N_1 und

N_2 leuchtet. Wird dann eine elektrische Strömung durch die Aureole geschickt, indem eine geringe Potentialdifferenz an N_1 und N_2 gelegt wird, so tritt deutlich erkennbar eine Abnahme der Lumineszenz im Raume zwischen und unterhalb der Elektroden ein. Eine Potentialdifferenz von 1 bis 2 Volt genügt bereits, um eine sichtliche Abnahme der Lichtemission zu bewirken. Um eine merkliche Strömung zwischen N_1 und N_2 zu erhalten, ist allerdings, wie bei allen Gasströmungen, erforderlich, daß die Kathode in den Bereich möglichst größter Ionisation gebracht wird, im vorliegenden Falle also möglichst nahe an die Austrittsstelle des Aureolstrahles. Je stärker die Strömung zwischen N_1 und N_2 ist, um so stärker wird die Abnahme der Lumineszenz, oder anders ausgedrückt, je mehr Ionen durch die unselbständige Strömung entfernt werden, je weniger Ionen zur Rekombination Gelegenheit finden, um so geringer ist die Lichtstrahlung des Hg-Dampfes [1]). Eine subjektive und objektive Untersuchung hat ergeben, daß das aus den Serien und Banden des Quecksilbers bestehende Spektrum, dessen weniger brechbarer Bereich relativ intensiv ist, im sichtbaren Teile eine gleichmäßige Abnahme durch die übergelagerte unselbständige Strömung erleidet.

Zur genaueren quantitativen Ermittelung der Änderung der Lumineszenz mit der Ionisation diente die Doppelsonde $S_1 S_2$, die so in den Raum zwischen den Drahtnetzen eingeführt war, daß die durch sie bestimmte Ebene mit einer Äquipotentialfläche der die Ionen bzw. Elektronen beseitigenden Strömung nach Möglichkeit zusammenfiel [2]).

Der zwischen diesen Sonden bei kommutierter, konstanter Spannungsdifferenz gemessene Strom wurde als Maß für die jeweilig vorhandene Ionisation angenommen. Der Versuch zeigt, daß die Abnahme der Lumineszenz bei Einschaltung der Strömung zwischen N_1 und N_2 in der Tat auf die Abnahme der freien räumlichen Ionisation zurückzuführen ist; denn die die „freie Ionisation“ messende Strömung

---

[1]) Auf andere Möglichkeiten der Deutung des vorliegenden Effektes wird in der demnächst erscheinenden ausführlichen Mitteilung eingegangen werden.

[2]) In der Figur sind S_1 und S_2 der Übersichtlichkeit halber vertikal untereinander gezeichnet!

zwischen S_1 und S_2 nimmt gleichzeitig mit der Lichtstrahlung ab.

Zur Ermittelung der Gesamtlichtintensität war der Doppelsonde unmittelbar gegenüber der normal zur Achse des Beobachtungsraumes stehende, durch eine plane Glasplatte verschlossene Glastubus T angeschmolzen, durch welchen mit Hilfe eines LUMMER-BRODHUNschen Photometers gemessen wurde. Als Vergleichslichtquelle diente eine durch Rauchgläser und gekreuzte Nicols meßbar geschwächte KÜCHsche Quarzglaslampe, deren Konstanz mit einem Volt- und Amperemeter kontrolliert wurde.

Unter Assistenz eines zweiten Beobachters sind möglichst gleichzeitig zusammengehörige Werte der Lumineszenz und Ionisation ermittelt worden. Aus den bei verschiedenen Drucken im Untersuchungsraume und bei verschiedener Intensität der übergelagerten unselbständigen Strömung zwischen N_1 und N_2 gewonnenen Zahlen lassen sich vorläufig die folgenden Gesetzmäßigkeiten abstrahieren:

1. Die Ionisation sowohl als auch die Lumineszenz besitzen ein Maximum für ihre Abhängigkeit vom Druck, deren Lage aber nicht genau zusammenfällt.

Das Lumineszenzmaximum liegt bei etwas höheren Werten des Druckes, als dasjenige der Ionisation. Während die Ionisation nach dem Maximum bei Erniedrigung des Druckes nur langsam abnimmt, fällt die spezifische Lichtstrahlung sehr viel schneller mit diesem ab.

2. Bei konstantem Gasdruck ändert sich bei gleichem übergelagerten Strome die Lumineszenz stets stärker mit dem Strome, als die mittels der Sonden gemessene Ionisation. Lumineszenz wie Ionisation nehmen einander nahezu parallel gehend zunächst langsam, dann in einem kleinen Bereich sehr schnell und später wieder langsam mit wachsendem übergelagerten Strome ab. Eine ähnliche Beziehung besteht gegenüber der Änderung mit der Potentialdifferenz an den Drahtnetzen, welche die übergelagerte Strömung hervorruft.

3. Bei konstanter Potentialdifferenz an den Netzelektroden und sonst gleichen Bedingungen steigt die Abnahme der Ionisation und Lumineszenz stark mit der absoluten Intensität der übergelagerten Strömung an. Die Variation der Intensität erfolgte

in diesem Falle bei Konstanthaltung aller übrigen Variablen durch eine Änderung der Netzweite der Elektroden. Je besser die Sättigung war, um so vollkommener näherte sich die freie Ionisation und die Lumineszenz dem Werte Null.

4. Bildet man den Quotienten $\frac{i_1}{i_0}\Big/\frac{l_1}{l_0}$, wo i_1 und l_1 Ionisation und Lumineszenz bei Anwesenheit des übergelagerten Stromes, i_0 und l_0 die entsprechenden Größen bei seiner Abwesenheit bedeuten, so ergibt sich, daß bei konstant gehaltenem Druck und bei Änderungen der Ionisation und Lumineszenz von etwa 12 bis 92 Proz. ihrer ursprünglichen Werte jener Quotient in erster Annäherung konstant ist.

Genauer zeigt sich, daß der Quotient ein wenig vom absoluten Betrage jener Größen abhängt, und zwar für gewisse Werte ein Maximum besitzt. Dieser Maximalwert nimmt mit abnehmendem Druck zu; wenn der Druck um mehr als das Dreifache stieg, erniedrigte sich jener auf ungefähr den $^6/_{10}$ Teil seines ursprünglichen Wertes.

Die Untersuchung der vorliegenden Erscheinung im Felde eines kräftigen Hartmann u. Braunschen Halbringelektromagneten bestätigte die Richtigkeit der im vorstehenden entwickelten Vorstellungen.

Die von spektralanalytischer Seite aus unternommenen Versuche zur Ermittelung der Natur der Träger der Lichtemission sind noch nicht abgeschlossen.

Eine Reihe von Hypothesen, die Herr Child [1]) früher über die Natur der Ionen und den Ionisierungsprozeß im und in der Nähe des Quecksilberbogens aufgestellt hat, erweisen sich auf Grund der mitgeteilten Ergebnisse als unnötig.

Die Untersuchung dürfte bewiesen haben, daß bei der Lumineszenz in der Aureole der Quecksilberdampflampe mehr als ein bloßer Parallelismus zwischen der Lichtemission und der Ionisation besteht. Es ist zu hoffen, daß das weitere Studium der vorliegenden Erscheinungen ein tieferes Eindringen in den Mechanismus der Elektrolumineszenz ermöglichen wird.

[1]) C. D. Child, Phys. Rev. 22, 221, 1906.

Münster i. W., im September 1910.

*

Über die Elektrizitätsleitung von Salzdämpfen;
von G. C. Schmidt.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 82. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Königsberg am 20. September 1910.)

(Vgl. oben S. 732.)

---

1. Im Jahre 1901 fanden A. E. Garrett und R. S. Willows [1]) im Anschluß an Versuche von Beattie [2]), daß Zinkchlorid- und Zinkjodiddämpfe eine beträchtliche Leitfähigkeit besitzen. Ohne Kenntnis von dieser Arbeit zu haben, fand ich [3]) 1907, daß die Dämpfe von zahlreichen anorganischen Salzen bei verhältnismäßig niedriger Temperatur gute Leiter der Elektrizität sind, z. B. Ammoniumchlorid, -bromid, -jodid, die entsprechenden Zink- und Cadmiumsalze, ferner Eisenchlorid, Aluminiumchlorid usw., während die Dämpfe der Quecksilbersalze und aller organischen Substanzen Isolatoren waren. Diese Versuche wurden durch Garrett [4]) bestätigt. Derselbe hat auch die Wanderungsgeschwindigkeit und andere Konstanten der Ionen zu bestimmen versucht; ich werde auf seine Arbeit später zurückkommen.

Während die qualitative Untersuchung der Leitfähigkeit keine Schwierigkeiten machte, ergaben quantitative Messungen zunächst Resultate, welche außerordentlich stark voneinander abwichen. Die Leitfähigkeit änderte sich stark mit der Zeit; ein und dasselbe Präparat gab, mit demselben Apparat untersucht, nie dieselben Resultate, das eine Mal war der Abfall eines Elektroskops bei $+$-Ladung größer, das nächste Mal bei $-$-Ladung. Die

---

[1]) Phil. Mag., Oktober 1904.
[2]) Ebenda, Juli 1899.
[3]) G. C. Schmidt u. W. Hechler, Verh. d. D. Phys. Ges. **9**, 39, 1907.
[4]) Phil. Mag. (6) **13**, 728, 1907.

Leitfähigkeit erwies sich vielfach als viel kleiner, wenn vorher eine große EMK angelegt worden war, und nahm trotz der darauf angelegten kleineren EMK noch mit der Zeit ab. Beim Wechsel des Vorzeichens der EMK erhielt man ganz abweichende Zahlen, je nachdem man zuerst +- oder —-Ladung angelegt hatte. In meiner früheren Abhandlung glaubte ich dies Verhalten zum Teil darauf zurückführen zu können, daß die Sonde sich mit der Zeit mit Substanz bedeckte und sich dadurch eine im Laufe der Zeit immer dicker werdende Schicht einer verhältnismäßig schlecht leitenden Substanz bildete. Die Erklärung ist, wie neuere Versuche zeigten, nicht richtig.

2. Die quantitativen Versuche wurden in folgender Weise angestellt: Das offene Ende einer ungefähr 30 cm langen, 2,5 cm weiten, unten zugeschmolzenen, gut gereinigten Röhre aus Quarz oder schwer schmelzbarem Glase wurde durch einen durchlochten Gummipfropfen verschlossen. In der Bohrung befand sich ein zur Erde abgeleitetes und mit Paraffin gedichtetes T-Stück aus Metall; oben war ein Schliff angekittet. In das obere Stück des Schliffes war eine Quarzröhre mit einem 1 mm starken Platindraht so eingekittet, daß sie ungefähr 25 cm in die weite Röhre konzentrisch hineinragte. Der Platindraht war am unteren Ende auf eine Länge von 3 cm frei und bildete so eine Sonde. Mit Hilfe des Schliffes konnte sie leicht herausgenommen und durch Glühen die sublimierte Substanz entfernt werden. In dem Rohre befand sich ein großer Platinzylinder, der die Sonde konzentrisch umgab und der durch einen Platindraht mit einer EMK verbunden werden konnte. Die Sonde führte zu einem Dolezalekschen Elektrometer, dessen Empfindlichkeit etwa 200 Skalenteile = 1 Volt betrug. Das Ganze wurde in einem elektrischen Ofen, dessen Temperatur durch ein Thermoelement gemessen wurde, erhitzt. Bis ungefähr 500° war keine Leitfähigkeit der leeren Röhre zu beobachten, bei höherer Temperatur nahm sie stark zu wegen der Dissoziation der Luft.

3. Die Leitfähigkeit nimmt mit der Zeit stark ab bei den Cadmiumsalzen; bei den Zinksalzen dagegen nimmt sie anfangs zu, erreicht ein Maximum, um darauf schnell zu fallen. Zur Erläuterung dieses Verhaltens mögen die folgenden beiden Beobachtungsreihen dienen.



Cadmiumjodid.

$T = 211^{\circ}$ C, $p = 0{,}3$ mm, EMK $= +42$ Volt.

Zeit in Minuten	Ausschlag in $^1/_2$ Minute	Zeit in Minuten	Ausschlag in $^1/_2$ Minute
0	304	35	91
2	218	45	81
4	149	75	67
7	131	105	55
10	121	135	47
15	111	165	45
25	104	195	44

Zinkjodid.

$T = 299^{\circ}$ C, $p = 0{,}87$ mm, EMK $= -2$ Volt.

Zeit in Minuten	Ausschlag in $^1/_2$ Minute	Zeit in Minuten	Ausschlag in $^1/_2$ Minute
0	76	50	63
2	80	60	50
5	85	70	41
10	99	80	33
15	112	90	28
20	114	100	25
25	109	110	23
30	96	120	21,5
35	96	160	17
40	78	180	16,5

Bevor Messungen über die Ionenkonstanten dieser Salze angestellt werden können, muß zunächst der Grund für die Zunahme bzw. Abnahme der Leitfähigkeit mit der Zeit ermittelt werden.

4. Da die Salze sich besonders bei höherer Temperatur stark zersetzen — das Rohr ist ev. mit violetten Joddämpfen erfüllt —, so liegt der Gedanke nahe, daß diese chemische Zersetzung die Ionenbildung hindert und dadurch die Leitfähigkeit herabsetzt. Hierbei können noch Wasserdampf und Sauerstoff der Luft eine Rolle spielen. Um dies zu prüfen, wurde die Luft soweit wie möglich weggepumpt und dadurch der Sublimationspunkt so

tief als möglich herabgedrückt. Es gelang auf diese Weise die Zersetzung soweit herabzudrücken, daß erst nach tagelangem Gebrauch Jod in Spuren nachzuweisen war. Der Gang der Kurve war derselbe wie bei höheren Drucken und entsprechend hohen Temperaturen. Ein Einfluß des Sauerstoffs konnte nicht nachgewiesen werden, ebensowenig ein Einfluß des Wasserdampfes.

Aus diesen Beobachtungen ließ sich noch ein weiterer Schluß ziehen. Da nämlich bei hohen Drucken und entsprechend hohen Temperaturen, bei denen die Zersetzung sehr groß ist, die Leitfähigkeit nicht größer ist als bei tiefen Drucken und entsprechend tiefen Temperaturen, bei denen eine chemische Zersetzung kaum nachzuweisen ist, so kann die Zersetzung nicht die Ursache der Ionenbildung sein.

5. Man könnte die Abnahme der Leitfähigkeit auch zurückführen auf eine radioaktive Substanz, die allmählich mit der Zeit herausdestilliert. Um diese Hypothese zu prüfen, wurde das Cadmiumjodid eine Reihe von Malen umkristallisiert und das sich zuerst und zuletzt ausscheidende wurde getrennt untersucht. Es konnte kein Unterschied wahrgenommen werden. Trotzdem die Substanz zwölfmal fraktioniert umkristallisiert wurde, war mit Sicherheit eine Zu- bzw. Abnahme der Leitfähigkeit nicht festzustellen.

Die Hypothese wurde noch in anderer Weise geprüft. Ist nämlich in der ursprünglichen Substanz eine aktivere Substanz enthalten, die allmählich durch Verdampfen entfernt wird, so muß in dem Destillat eine starke Anreicherung an diese aktive Substanz stattfinden. Eine größere Menge von CdJ_2 wurde sorgsam im elektrischen Ofen bei möglichst niedriger Temperatur der fraktionierten Destillation unterworfen im Vakuum. Nach ungefähr 48 Stunden, als sich ein genügend großer Beschlag gebildet hatte, wurde derselbe untersucht. Die Leitfähigkeit war sogar noch kleiner als die des ursprünglichen Salzes. Die Destillation wurde noch fortgesetzt bei etwas höherer Temperatur, bis schließlich ungefähr $^1/_4$ der ganzen Substanz verdampft war. Der Rückstand zeigte innerhalb der Fehlergrenzen dieselbe Leitfähigkeit wie die ursprüngliche Substanz. Damit ist erwiesen, daß kein fremder Stoff die Ursache dieser zeitlichen Abnahme der Leitfähigkeit ist.



6. Aus lichtelektrischen Beobachtungen ist bekannt, daß die Oberfläche aller Substanzen im Laufe der Zeiten Ermüdungserscheinungen zeigt. Es war möglich, daß auch bei diesen Substanzen ähnliche Vorgänge eine Rolle spielten, welche die Oberfläche und dadurch den Dampfdruck erniedrigten. Hierdurch könnte die Dampfdichte abnehmen und ebenso die Anzahl der aus dem Dampfe sich bildenden Ionen. Die Hypothese ist allerdings nicht sehr wahrscheinlich, denn es müßte die Oberfläche sich ev. außerordentlich rasch verändern; beim CdJ_2 z. B. nimmt die Leitfähigkeit in vier Minuten über die Hälfte ab. Dazu kommt, daß durch das fortwährende Verdampfen sich die Oberfläche immer wieder erneuert. Um die Annahme zu prüfen, wurde CdJ_2 bis über den Schmelzpunkt erhitzt. Man erhielt eine Kurve von genau derselben Form wie die oben gegebene. Da nun im flüssigen Zustande die Oberfläche sich wegen der leichten Beweglichkeit der Moleküle und durch das schnelle Verdampfen immerfort erneuert, so können Ermüdungserscheinungen nicht die Ursache der Abnahme der Leitfähigkeit sein.

7. In der Literatur finden sich einige Angaben über eine zweite Modifikation des Cadmiumjodids. Es erschien mir möglich, daß sich das Cadmiumjodid beim Erhitzen in diese zweite stabile Modifikation umlagert. Da die stabilen Modifikationen stets einen kleineren Dampfdruck besitzen, so glaubte ich, daß es nicht ausgeschlossen sei, daß die Abnahme der Leitfähigkeit hierauf zurückgeführt werden könnte. Gegen diese Annahme spricht die Tatsache, daß auch alle anderen Cadmium- und Zinksalze sich ähnlich wie CdJ_2 verhalten und bei diesen verschiedene Modifikationen nicht bekannt sind. Trotzdem habe ich sie geprüft. Es ist mir nicht gelungen, diese zweite Modifikation des CdJ_2 herzustellen, so daß ich fest überzeugt bin, daß sie nicht existiert; jedenfalls bildet sie sich nicht beim Erhitzen. Auch in bezug auf Leitfähigkeit unterscheidet sich ein stark erhitztes Präparat nicht vom frisch umkristallisierten.

8. Die Versuche über die Leitfähigkeit wurden in der Weise durchgeführt, daß dauernd mit dem äußeren Zylinder die EMK verbunden war. Nach Aufhebung des Erdkontakts gab der Ausschlag des Elektrometers in $^1/_2$ Minute ein Maß für die Leitfähigkeit. Da bei dieser Versuchanordnung der Strom dauernd

hindurchfließt, also Ionen wegschafft, so schien es möglich, daß eine mit der Zeit zunehmende Verarmung durch den Strom die Ursache der Abnahme der Leitfähigkeit sei. Um dies zu prüfen, wurde der folgende Versuch gemacht: Zwischen der äußeren EMK und dem Platinzylinder in dem Rohre wurde eine Wippe eingeschaltet, derart, daß der Zylinder dauernd mit der Erde verbunden war. Nur in dem Augenblick, wo eine Messung gemacht werden sollte, wurde die EMK angelegt, und sofort nach $^1/_2$ Minute wieder ausgeschaltet. Es wurde nur durch einige wenige Messungen die Gestalt der Kurve festgelegt, um möglichst wenig Ionen durch den Strom zu entfernen. Es ergab sich sowohl bei den Cadmium-, als auch bei den Zinksalzen genau dieselbe Form der Kurve wie früher. Der Ausschlag in der zweiten $^1/_2$ Minute war stets kleiner als in der ersten, ein Beweis, daß eine Verarmung stattfindet; aber da auch, ohne daß ein Strom hindurchgeht, die Leitfähigkeit abnimmt, so ist die Verarmung nicht die einzige Ursache der Abnahme der Leitfähigkeit.

9. Die Leitfähigkeit ist bedingt durch die Anzahl der Ionen und durch ihre Beweglichkeit. Es fragt sich nun, nimmt die Anzahl der Ionen mit der Zeit ab, oder bleibt die Anzahl konstant, oder wird die Beweglichkeit geringer. Um zwischen diesen beiden Hypothesen eine Entscheidung zu fällen, wurden die folgenden Versuche gemacht: Es wurde zunächst das Rohr ziemlich schnell erwärmt, und zwar sowohl bei +- als auch bei —-Ladung. Die Leitfähigkeit war in beiden Fällen ziemlich gleich. Da stets gleich viel +- wie —-Ionen entstehen und ferner wegen der kurzen Dauer des Versuches die Anlagerung keinen großen Einfluß ausgeübt haben kann, so folgt aus diesem Versuche, daß anfangs beide Ionen ungefähr die gleiche Beweglichkeit besitzen müssen. Darauf wurde bei konstanter Temperatur mit — 42 Volt so lange erwärmt, bis das Gleichgewicht eingetreten war, bei Anlegung von + 42 Volt erhielt man anfangs einen großen Strom, der sehr schnell abnahm, bis schließlich ein Wert erhalten wurde, der nur ein kleiner Bruchteil des mit — 42 Volt erhaltenen war. Wurde jetzt wieder gekehrt, so war der Strom viel kleiner, als der, welcher anfangs mit — 42 Volt erhalten wurde; er nahm mit der Zeit wieder ab, bis schließlich ein Gleichgewicht erhalten wurde. Wurde jetzt wieder gekehrt, so war die Stromstärke anfangs

wieder groß, um mit der Zeit abzunehmen und als Endwert den früher mit + 42 Volt erhaltenen zu erreichen. Bei höheren Temperaturen wurden etwas andere Resultate erhalten; man erhielt dieselben Endwerte bedeutend schneller. Dasselbe war auch bei den Zinksalzen der Fall. Um diese Verhältnisse zu erklären, muß man die durch die verschiedene Größe der Elektroden bedingte Unsymmetrie berücksichtigen. In dem hierhergehörigen Falle wirkt die verschiedene Geschwindigkeit der Ionen primär auf das Potentialgefälle an den Elektroden. Dasselbe ist an der Kathode größer als an der Anode, wenn die Geschwindigkeit der negativen Teilchen größer ist als die der positiven. Querschnittsvergrößerung der Elektrode, an welcher das Potentialgefälle größer ist, setzt den Widerstand der Gasstrecke mehr herab als eine Vergrößerung der anderen Elektrode. Sind daher die Elektroden verschieden groß, so ist die Stromstärke dann größer, wenn das größere Gefälle an der größeren Elektrode sich befindet. Hieraus erklärt sich z. B. die starke Unipolarität der Flamme. Auf Grund dieser Überlegung lassen sich die obigen Versuche leicht erklären. Anfangs besitzen beide Ionen ungefähr die gleiche Beweglichkeit; es findet aber im Laufe der Zeit eine Anlagerung statt, und zwar bei den negativen Ionen eine größere als bei den positiven. Vergrößert man nun den Querschnitt dadurch, daß man das Vorzeichen der angelegten EMK wechselt, wobei jetzt der große Zylinder + wird, während die kleine Sonde — ist, so wird der Widerstand der Gasstrecke herabgesetzt und es fließt anfangs ein starker Strom hindurch. Hierdurch tritt eine starke Verarmung ein. Kehrt man jetzt den Strom, so ist wegen der Verarmung der Strom nicht so groß wie zu Anfang; und da die Anlagerung schneller erfolgt als die Neubildung von Ionen, so nimmt die Leitfähigkeit ab, trotzdem sich die Zahl der Ionen vermehrt. Daß das letztere wirklich der Fall ist, erkennt man daraus, daß, wenn man wieder kehrt, man anfangs einen großen Strom erhält, der mit der Zeit wieder abnimmt. Bei höheren Temperaturen, bei denen die Neubildung von Ionen rascher erfolgt, erhält man schließlich, gleichgültig von welcher EMK, ob + oder —, stets dieselben Endwerte.

Aus diesen Versuchen geht somit mit Sicherheit hervor, daß eine Anlagerung von ungeladenen Molekülen an die Ionen statt-

findet. Es fragt sich, ob dieser Einfluß genügt, um die Abnahme der Leitfähigkeit mit der Zeit zu erklären. Um dies zu prüfen, wurde die Abnahme der Leitfähigkeit untersucht, nachdem 160 bis 200 Volt angelegt waren, Spannungen, welche genügten, um Sättigung hervorzurufen. Bei den Sättigungsströmen werden bekanntlich die Ionen ebenso schnell weggeführt, wie sie sich bilden und kommt ihre Beweglichkeit nicht in Betracht. Es ergab sich, daß auch bei diesen hohen Spannungen die Leitfähigkeit mit der Zeit abnahm. Daraus geht aber hervor, daß nicht allein die Abnahme der Leitfähigkeit durch die Abnahme der Beweglichkeit, sondern auch durch die Abnahme der Ionenzahl bedingt wird.

10. Aus den bisherigen Versuchen geht somit hervor, daß die Verarmung durch den Strom und die Anlagerung von Molekülen an die Ionen nicht genügen, um die Abnahme der Leitfähigkeit mit der Zeit zu erklären; es muß noch ein Prozeß stattfinden, welcher die Zahl der Ionen vermindert. Nun beobachtet man bei allen untersuchten Salzen noch eine chemische Zersetzung; aus dem Zinkjodid und Cadmiumjodid bildet sich z. B. stets freies Zink bzw. Cadmium und Jod. Der Gedanke liegt nahe, daß dieses Jod dadurch entstanden ist, daß sich zwei Jodionen zu einem indifferenten Jodmolekül vereinigt haben, und ebenso bildet sich aus dem Cadmiumion ein ungeladenes Cadmiumatom. Es gehen also die folgenden Prozesse vor sich: Zunächst spaltet sich 1 Mol. CdJ_2 in die Ionen

$$CdJ_2 = Cd^{\overset{+}{+}} + J_2^{\overset{-}{-}}.$$

Von diesen Ionen werden einige durch den Strom weggeführt, andere vereinigen sich wieder miteinander zu ungeladenen CdJ_2-Molekülen. Ferner lagern sich an die Ionen noch CdJ_2-Moleküle an. Außerdem geht das Cadmiumion und Jodion in den ungeladenen Zustand über:

$$Cd^{\overset{+}{+}} + J_2^{\overset{-}{-}} = Cd^{\overset{+\,+}{-\,-}} + J_2.$$

Wahrscheinlich spaltet das Jodion ein Elektron ab, welches sich mit dem Cadmiumion vereinigt. Man erkennt hieraus, wie außerordentlich kompliziert das Gleichgewicht bei den Salzdämpfen ist.

11. Während bei den Cadmiumsalzen die Leitfähigkeit mit der Zeit abnimmt, nimmt sie bei den Zinksalzen anfangs zu, um

später abzunehmen. Der Unterschied rührt daher, daß die Zerfallsgeschwindigkeit bei den Zinksalzen viel größer ist als bei den Cadmiumsalzen. Dies geht aus den folgenden Versuchen hervor: Wenn man bei den Cadmiumsalzen mit 2 Volt das Gleichgewicht erreicht hat und man durch Anlegung von z. B. 160 Volt den größten Teil der Ionen entfernt, so dauert es außerordentlich lange, bis man, wenn man wieder 2 Volt anlegt, dieselbe Leitfähigkeit wie vorher erhält, während bei den Zinksalzen der Dampf sich sehr bald erholt. Auch die Versuche beim Kehren der EMK bestätigen diesen Schluß.

12. Bei den Versuchen befand sich stets unten im Rohr Substanz, die allmählich nach oben destillierte. Es ist einleuchtend, daß das der Temperatur entsprechende Gleichgewicht zwischen den ungeladenen Dampfmolekülen und den Ionen fortdauernd durch die neu in den Dampfraum tretenden und aus den Dampfraum an den kälteren oberen Teilen der Röhre sich niederschlagenden Moleküle gestört wurde. In den unteren heißen Teilen der Röhre ist die Zerfallsgeschwindigkeit größer als die Geschwindigkeit der Wiedervereinigung der Ionen; in den oberen kälteren Teilen der Röhre ist das Umgekehrte der Fall.

Aus den Versuchen geht nun hervor, daß, wenn zu gleicher Zeit eine Destillation stattfindet, erst nach drei Stunden sich das Gleichgewicht einstellt. Dann bilden sich in der Zeiteinheit ebensoviel Ionen, wie durch Wiedervereinigung der Ionen und durch Übergang in ungeladene Cd- und J_2-Moleküle verschwinden. Es ist einleuchtend, daß, wenn wir dafür sorgen, daß ebensoviel Ionen entstehen, diesen aber nicht die Zeit lassen, um sich in ungeladene Cd- und J_2-Moleküle umzulagern, die Leitfähigkeit zunehmen muß. Experimentell läßt sich dies durch Vergrößerung der Oberfläche erreichen; hierdurch nimmt die in der Zeiteinheit sich bildende Dampfmenge zu. Durch die größere Destillationsgeschwindigkeit wird erreicht, daß zwar die Dampfdichte und damit die Zahl der Ionen dieselbe bleibt, aber bevor sich die Mehrzahl in die ungeladenen J_2- und Cd-Moleküle umsetzen kann, sind sie in den kälteren Teil der Röhre übergeführt, wo sie sich zu CdJ_2-Moleküle vereinigen. Außerdem ist bei schneller Destillation das Alter der Ionen klein und daher ihre Beweglichkeit verhältnismäßig groß. Aus allen diesen Gründen war ein Ein-

fluß der Oberfläche zu erwarten. Um dies zu prüfen, wurde in die Röhre eine Pastille von CdJ_2 gebracht. Man erhielt beim Gleichgewicht bei —42 Volt 21 Skalenteile; als die Pastille durch Stoßen zerstört und dadurch die Oberfläche vergrößert wurde, gab das Elektrometer 51 Skalenteile. Bei einem anderen Versuche, bei dem nachher die Röhre stark geschüttelt wurde, um die Oberfläche zu vergrößern, stieg die Leitfähigkeit von 8 auf 60, also beinahe um das Achtfache.

13. Aus diesen Versuchen geht hervor, daß man, um rekapitulierbare Werte zu erhalten, folgende Bedingungen erfüllen muß: 1. es muß das Gleichgewicht abgewartet werden und 2. während des Versuches muß die Oberfläche konstant bleiben. Da das Gleichgewicht erst nach ungefähr drei Stunden erreicht wird, und während dieser Zeit fortdauernd eine Destillation stattfindet, so lassen sich beide Bedingungen gleichzeitig in aller Strenge nicht erfüllen. Die Oberfläche kann während des Versuches zunehmen, indem sich Substanz auf die Sonde und auf andere Teile der Röhre, die vorher von Substanz frei waren, niederschlägt; gleichzeitig kann sie an anderen Stellen abnehmen. Ob durch die Veränderung der Oberfläche die Leitfähigkeit sich geändert hat, kann man daraus entnehmen, daß man zu Anfang und zum Schluß einer Beobachtungsreihe bei derselben Temperatur und für dieselbe EMK denselben Wert erhält.

Auf diese Weise wurde der Einfluß der Temperatur auf die Leitfähigkeit festgestellt. Man erhielt eine Kurve, die anfangs langsam mit der Temperatur zunahm und darauf sehr rasch stieg. Die Kurven haben dieselbe Gestalt wie die, welche den Einfluß der Temperatur auf die Leitfähigkeit der festen Salze darstellt. Der große Einfluß der Temperatur erklärt sich durch die Zunahme der Leitfähigkeit 1. infolge der Zunahme der Dissoziation und 2. infolge der Zunahme der Beweglichkeit, da voraussichtlich bei höheren Temperaturen sich nicht so viel Moleküle an das Ion anlagern, wie bei tiefen, und 3. können wegen der schnelleren Destillation sich nicht so viel Ionen in ungeladene Cd- und J_2-Moleküle umlagern, wie bei tiefen Temperaturen, bei denen die Verdampfungsgeschwindigkeit klein ist (siehe 10.).

14. Die Kurve, welche die Beziehung zwischen EMK und Leitfähigkeit im Gleichgewichtszustande darstellt, verläuft anfangs

geradlinig mit zunehmender EMK; steigert man die EMK noch weiter, so erhält man Sättigung, darauf erfolgt Zunahme der Leitfähigkeit infolge von Stoßionisation, bis schließlich die leuchtende Entladung einsetzt. Je nach dem Druck und der Temperatur verschieben sich die einzelnen Teile gegeneinander. Die folgende Tabelle möge zur Erläuterung dienen:

CdJ_2 in Stickstoff.

Druck 3,24 mm.

Volt	Skalenteile	Volt	Skalenteile
+ 2	26	+ 168	95
4	41	210	100
6	46	252	116
8	49	294	172
10	54	336	686
42	68	378	1461
84	80	420	∞
126	86		

15. Die Kurve, welche den Einfluß des Druckes darstellt, ist ebenfalls stark gekrümmt; mit Abnahme des Druckes nimmt die Leitfähigkeit stark zu. Als Beispiel teile ich die folgende Tabelle mit:

ZnJ_2 in Stickstoff.

Spannung — 2 Volt, Temp. 283° C.

Millimeter	Skalenteile
756	5
274	8
102	18
23	67
1,84	145

16. Aus den Beobachtungen geht hervor, daß wir es bei den Salzdämpfen mit außerordentlich verwickelten Gleichgewichtszuständen zu tun haben. Da Herr GARRETT nirgends angibt, ob er das Gleichgewicht abgewartet hat, so kann ich seinen Angaben

über die Wanderungsgeschwindigkeit, Diffusionsgeschwindigkeit usw. der Ionen keinen großen Wert beilegen. Ich hoffe, sobald eine Arbeit über die Leitfähigkeit der Eisen-, Aluminium- und Zinnsalze beendet ist, diese Größen einwandfreier bestimmen zu können.

Aus den Beobachtungen geht hervor, daß sich an die Ionen Dampfmoleküle anlagern. Da nach dem NERNSTschen Verteilungsgesetz bei gegebener Temperatur die Konzentration aller Ionenarten im Dampfzustande in einem bestimmten Verhältnis steht zu der Konzentration im flüssigen bzw. festen Zustande, so folgt, daß auch im flüssigen Zustande sich an die Ionen ungeladene Moleküle anlagern müssen, ein Schluß, zu dem bereits Herr LORENTZ auf anderem Wege gelangt ist.

Franz Neumann als Experimentator;
von Paul Volkmann.

(Vorgetragen in der gemeinschaftlichen Sitzung der Abteilungen für Mathematik, Physik, sowie für mathematischen und physikalischen Unterricht der 82. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Königsberg am 20. September 1910.)

(Vgl. oben S. 732.)

Die mir gestellte Aufgabe, über F. NEUMANN als Experimentator zu sprechen, bedingt es, die Behandlung von anderen Aufgaben zu trennen, die sich an NEUMANN als theoretischen Physiker, als Mineralogen, als Mathematiker knüpfen lassen, und sie als solche isoliert hinzustellen. Nicht getrennt und losgelöst darf die Aufgabe werden aus der Zeit und aus den Umständen, unter denen sich NEUMANNS Beobachtungskunst entwickelt und vollzogen hat.

Ein Zeitgenosse NEUMANNS war FARADAY, aber erst in der letzten Hälfte oder gar in dem letzten Drittel von NEUMANNS Leben entfaltete sich in Deutschland die induktive Experimentierkunst eines PLÜCKER, eines KUNDT, eines HERTZ, welche sich bis zu einem gewissen Grade vielleicht der Experimentierkunst eines FARADAY zur Seite stellen läßt. Wir werden uns diese induktiv orientierte Richtung der Experimentierkunst zu vergegenwärtigen haben, um ihr die andere gegenüberstellen zu können, die uns hier beschäftigt und die unter dem Einfluß NEUMANNS eine spezifische Prägung fand. Wir können sie als deduktiv orientiert jener ersten Richtung gegenüberstellen.

Freilich wird alles, was in der Naturwissenschaft mit Experiment zusammenhängt, immer einen der Natur der Sache entsprechenden induktiven Charakter tragen. Die Bezeichnung deduktiv soll an dieser Stelle nur andeuten, daß das Experiment seine Anregung in stärkerem Grade einer deduktiven Betrachtung entnimmt, sich in stärkerem Grade von mathematischen Theorien und Schlüssen abhängig machen will und auch tatsächlich abhängig macht.

Zur Würdigung NEUMANNS als Experimentator werden wir uns auch die äußeren Bedingungen und Verhältnisse zu vergegenwärtigen haben, unter denen NEUMANN an experimentelle Aufgaben herantrat. NEUMANN hatte sich in Berlin, abgesehen von seinen geometrischen Studien, lediglich kristallometrisch betätigt, als akademischer Lehrer hatte der Mineraloge WEISS, als wissenschaftlicher Berater Oberbergrat VON DECHEN — letzterer besonders durch seinen Hinweis auf die Werke FOURIERS[1]) — Einfluß auf ihn ausgeübt; die an der Universität durch TRALLES vertretene Physik entbehrte der Möglichkeit einer Einwirkung überhaupt.

Zu der Situation, die NEUMANN 1826 28 jährig in Berlin verließ, kam nun die Situation, die NEUMANN in Königsberg vorfand: sie war im wesentlichen durch die Persönlichkeit und Wirksamkeit FR. W. BESSELS gegeben — BESSEL hatte eben seine „Untersuchungen über die Länge des einfachen Sekundenpendels" abgeschlossen. Wir werden den Einfluß BESSELS auf NEUMANN nicht unterschätzen dürfen, ist uns doch die Fürsorge des 44 jährigen BESSEL für den 30 jährigen NEUMANN aus dem Konzept eines Briefes von BESSEL an den Unterrichtsminister VON ALTENSTEIN aus dem Jahre 1828 bekannt[2]).

Ich werde auch mit der Vermutung nicht fehlgehen, daß BESSEL es gewesen, der die Aufmerksamkeit des jungen NEUMANN frühzeitig auf die Arbeiten FRAUNHOFERS und damit auf die Optik überhaupt lenkte — schmückte die Königsberger Sternwarte damals doch als ein Unikum das von FRAUNHOFER konstruierte Heliometer. Noch in der Vorlesung, die ich im Wintersemester 1875/76 hörte, rühmte NEUMANN: FRAUNHOFER hätte mit Hilfe seiner Beugungsgitter die Wellenlängen des Lichtes mit „astro-

[1]) Ich erinnere an dieser Stelle an die in meiner Schrift „FRANZ NEUMANN, Ein Beitrag zur Geschichte deutscher Wissenschaft, Leipzig 1896", S. 7 abgedruckte Mitteilung C. NEUMANNS: „NEUMANN verehrte in wissenschaftlicher Beziehung ganz besonders die Franzosen und bezeichnete geradezu einige derselben — insbesondere z. B. FOURIER — als seine Lehrer. Er stellte FOURIER fast neben NEWTON, und erzählte häufig, wie er durch das Studium von FOURIERS Wärmetheorie erst in die Mathematik eingeführt worden sei."

[2]) Mitgeteilt in meiner Erinnerungsschrift, S. 7 und 8.

nomischer Genauigkeit" bestimmen gelehrt [1]). In der Tat hat NEUMANNS Beobachtungskunst in der Astronomie ein gewisses Vorbild gesehen; auf die Physik übertragen, erblickt diese Beobachtungskunst Experiment und Theorie in einer Art künstlerischer Verknüpfung, die zugleich in der Erzielung der in jedem Fall erreichbaren Genauigkeit ihre besondere Aufgabe erblickt.

Von den kristallometrischen Arbeiten abgesehen, werden wir NEUMANNS experimentelle Betätigung einfach nach den Hauptgebieten der Wärme, der Elastizität und des Lichtes, der Elektrizität und des Magnetismus durchzugehen haben, um daran Arbeiten anzuschließen, die sich auf die Konstruktion physikalischer Instrumente beziehen und auf kunstgemäße Methoden, die Fehler fundamentaler Meßinstrumente zu bestimmen.

Wir beginnen mit NEUMANNS experimentellen Arbeiten innerhalb des Gebietes der Wärme. Sie nehmen 1831 von der Untersuchung über die spezifische Wärme der Mineralien und des Wassers ihren Ausgangspunkt. NEUMANN kommt zu einer Erweiterung des für chemische Elemente von DULONG und PETIT herrührenden Gesetzes auf Reihen zusammengesetzter Verbindungen. An der Hand dieser Untersuchungen hat NEUMANN die Konstruktion des nach ihm benannten Hahnes entwickelt — des wohl bekanntesten Instrumentes seiner Experimentierkunst [2]).

Durch den NEUMANNschen Hahn ist für die Mischungsmethode die eine Bedingung realisiert, welche fordert, daß das Material, dessen spezifische Wärme bestimmt werden soll, in einem genau präzisierten Temperaturzustande in das Kalorimeter gelangt. Der weitere Vorgang ist der, daß sich die definitive Mischungstemperatur im Kalorimeter mehr oder weniger schnell herstellt — je

[1]) Siehe auch F. NEUMANN, Vorlesungen über theoretische Optik, herausgegeben von E. DORN, Leipzig 1885, S. 57.

[2]) So bekannt der NEUMANNsche Hahn durch Lehrbücher geworden ist, so wenig verbreitet ist er. In den Katalogen unserer ersten Firmen findet er sich nicht aufgeführt. So ist denn wiederholt die Bitte an mich herangetreten, Nachbildungen des Originalapparates herstellen zu lassen. Eine solche Nachbildung findet sich im Deutschen Museum von Meisterwerken der Naturwissenschaft und Technik in München, eine andere ist gegenwärtig für das mineralogisch-petrographische Institut und Museum der Universität Berlin hergestellt.

nach der Wärmeleitungsfähigkeit des Materials und der Größe der verwandten Stücke.

So finden wir denn NEUMANN gleich bei Beginn seiner experimentellen Tätigkeit auf die Ausarbeitung von Methoden bedacht: die Wärmeleitungsfähigkeit homogener Körper zu bestimmen — eine Aufgabe, die ihn auch am Ende seiner so verschiedenen und mannigfachen Betätigung beschäftigt. Ich kann über diese Methoden aus eigener Anschauung berichten, insofern ich sie im Laufe der letzten zehn Jahre im hiesigen Laboratorium genauer studieren ließ [1]).

Die älteren, erst aus dem Nachlaß [2]) NEUMANNS bekannt gewordenen Methoden (1831) knüpfen an die Kugelform. Eine Kugel einer isotropen Substanz z. B. von Zimmertemperatur wird etwa in siedendes Wasser gebracht, es steigt dann die Temperatur im Zentrum der Kugel an. Noch bevor das Zentrum die Temperatur des heißen Bades erreicht hat, wird die Kugel wieder in Zimmertemperatur gebracht. Die Temperatur des Zentrums steigt dann zunächst noch weiter bis zu einem gewissen Maximum an und beginnt erst dann zu sinken. Der Messung zugänglich ist der zeitliche Verlauf der Erwärmung und der Abkühlung im Zentrum, vor allem Zeit und Höhe des Maximums im Zentrum.

Die Schranken dieser älteren Methoden liegen auf der Hand, sie sind bedingt durch die Unbestimmtheiten, unter denen sich der Wechsel der Oberflächentemperaturen beim Eintauchen in das Wärmebad und beim Herausnehmen aus dem Wärmebade vollzieht. Es läßt sich aber doch in günstigen Fällen die Bestimmung der Wärmeleitungsfähigkeit bis auf 4 Proz. durchführen.

---

[1]) Königsberger Dissertationen von H. HECHT 1903 — auch Annalen der Physik 1904, Bd. 14 — G. GLAGE 1905 — auch Annalen der Physik 1905, Bd. 18 — F. HENNING 1909, E. ULKAN 1910. — Das Mittel, welches den einschlägigen Methoden den erreichten Grad von Genauigkeit zu geben gestattete, war die Verwendung des Kompensationsapparates und seiner Technik.

[2]) Diese älteren Methoden sind in dem zweiten Bande der gesammelten Werke NEUMANNS (S. 65) durch die Abhandlung bekannt geworden: „Wie man durch geeignete Beobachtungen den absoluten Wert der inneren Leitungsfähigkeit eines homogenen Körpers zu bestimmen vermag.“

*

Ich komme zu den jüngeren Methoden: ÅNGSTRÖM hatte 1861 eine Methode auf dem Studium eines periodisch veränderlichen Temperaturzustandes eines Stabes begründet, und nun drängte unser ostpreußischer Landsmann RADAU [1]) in Paris NEUMANN zur Publikation seiner Methoden, die 1862 wohl mit infolgedessen in den Annales de chimie et de physique erfolgte. Die Darstellung fiel jedoch bei der schon damals hervortretenden Abneigung NEUMANNS, zu publizieren, so kurz aus, daß die großen Vorzüge der Methode kaum zum Ausdruck kommen. So erscheint auch ihre spätere Darstellung in KIRCHHOFFS Vorlesungen wenig gelungen, befriedigender habe ich die Darstellung in den von RICHARZ herausgegebenen Vorlesungen von HELMHOLTZ gefunden.

Der große Vorzug der NEUMANNschen Methoden besteht darin, von einer genauen Kenntnis eines Anfangszustandes der Temperaturverteilung unabhängig zu bleiben; man wird den Anfangszustand zweckmäßig wählen, aber man braucht ihn nicht zu kennen. Man verfolgt den zeitlichen Verlauf des Ausklingens der Temperaturdifferenz zweier zweckmäßig gewählter Stellen gegeneinander. Schon zwei aufeinanderfolgende Messungen würden die Mittel gewähren, die innere Leitungsfähigkeit zu bestimmen; man wird es dabei nicht bewenden lassen, um die Methode in sich zu prüfen und zu studieren.

Die Ausarbeitung der Methoden gestaltet sich verschieden, je nachdem gute oder schlechte Wärmeleiter in Frage kommen. Für gute Leiter legt NEUMANN die Stab- und Ringform, für schlechte Leiter die Würfel- und Kugelform zugrunde. Die Messungen spielen sich bei gut leitenden Metallen vielleicht in 10 Minuten ab, während sie sich bei schlechten Leitern durch einige Stunden hindurchziehen. Entsprechend stellte sich bei den in unserem Laboratorium durchgeführten Untersuchungen die Notwendigkeit heraus, bei schlechten Leitern die Aus- bzw. Einstrahlung der Wärme in evakuierten Räumen vorzunehmen — nur auf diesem Wege gelang es, für die Strahlungsbedingungen an der Oberfläche während der für einige Stunden erforderlichen

---

[1]) Man vergleiche den im zweiten Bande der gesammelten Werke S. 139 bis 142 mitgeteilten Brief NEUMANNS an RADAU und die den NEUMANNschen Untersuchungen sich anschließenden Bemerkungen von RADAU, ebenda, S. 146 bis 158.

Zeit physikalisch konstante, d. h. gut definierte Oberflächenverhältnisse zu schaffen. Bei guten Leitern, bei denen sich der Temperaturausgleich in 10 Minuten abspielt, konnte von der Verwendung evakuierter Räume abgesehen werden[1]), sofern die Oberfläche vor starken partiellen Änderungen geschützt blieb, wie sie etwa durch Flammengase eingeleitet werden können. In den günstigsten Fällen ließ sich dann die Bestimmung der Leitungskonstante bei guten Leitern bis auf $^1/_2$ Proz., bei schlechten Leitern bis auf 3 Proz. durchführen.

An dieser Stelle werden wir auch der Bemühungen NEUMANNS um das Studium der Wärmebewegungen im Innern der Erde in der Nähe der Erdoberfläche und damit um die Anlage von Erdthermometerstationen zu gedenken haben[2]). Die Mitte der dreißiger Jahre des vorigen Jahrhunderts von NEUMANN in dem hiesigen Botanischen Garten angelegte Erdthermometerstation, die während der Jahre 1836 bis 1839 bestanden und zu Beobachtungen gedient hat, dürfte die älteste rationell angelegte Station dieser Art sein; jedenfalls ist sie älter als die von FORBES in Edinburg 1837 begründete Station, deren Resultate später von W. THOMSON bearbeitet sind. An gleicher Stelle wurde dann eine neuere Station auf Kosten der hiesigen Physikalisch-Ökonomischen Gesellschaft unter Mitwirkung von E. DORN Anfang der siebziger Jahre angelegt, die von 1873 an nahezu 20 Jahre hindurch Beobachtungen gedient hat. Die Anlage dieser Stationen ist für unser Thema deshalb von Bedeutung, weil hier NEUMANNS Beobachtungskunst von ganz anderer Seite erscheint — handelt es sich hier doch im engeren Sinne des Wortes um Beobachtungen.

---

[1]) Die ÅNGSTRÖMsche Methode, welche an das Studium eines periodisch veränderlichen Temperaturzustandes eines Stabes knüpft, erfordert erheblich längere Zeit — bei den Untersuchungen in der vorhin erwähnten Dissertation von E. ULKAN je nach der gewählten Periode 2 bis 4 Stunden; sie ist dadurch erheblich stärker von Änderungen der Oberfläche abhängig als die NEUMANNS.

[2]) Nähere Angaben, auch über die Literatur findet man in meinen „Beiträgen zur Wertschätzung der Königsberger Erdthermometerstation", Schriften der Physikalisch-Ökonomischen Gesellschaft in Königsberg, 34. Jahrgang 1893, S. 54 bis 61.

Ich wende mich nunmehr zur Betätigung NEUMANNS als Experimentator auf den Gebieten der Elastizität und des Lichtes. Diese Zusammenfassung findet schon darin ihre naturgemäße Rechtfertigung, daß für NEUMANN die Lichterscheinungen elastische Erscheinungen sind; so ist denn auch seine große optische Arbeit aus dem Jahre 1841: „Die Gesetze der Doppelbrechung des Lichtes in komprimierten oder ungleichförmig erwärmten unkristallinischen Körpern" — gerade dem Studium von Erscheinungen gewidmet, in denen optische Erscheinungen durch elastische Wirkungen beeinflußt werden. Später waren es Untersuchungen über die Elastizitätsverhältnisse der Kristalle, welche NEUMANN anregten, seinen Schülern die Fortsetzung dieser Studien zu empfehlen — eine Aufgabe, der sich bekanntlich W. VOIGT mit den größten Erfolgen unterzogen hat.

Wie schon der Titel der Arbeit vom Jahre 1841 aussagt, lassen sich die Gesetze der Doppelbrechung des Lichtes in komprimierten und in ungleichmäßig erwärmten unkristallinischen Körpern aufeinander zurückführen. Auch die durch schnelle Abkühlung in Gläsern entstehenden Farbenerscheinungen im polarisierten Lichte lassen sich organisch hier einordnen. Die einschlägigen optischen Phänomene hängen von zwei Konstanten ab, welche sich durch Kombination zweier verschiedener Beobachtungen bestimmen lassen: Die erste bezieht sich auf das Studium der Farbenkurven, welche ein durch Druck gekrümmter Glasstreifen im polarisierten Lichte zeigt; die zweite bezieht sich auf das Studium des teleskopischen Diffraktionsbildes, welches durch zwei gleiche Öffnungen in einem Schirme hervorgebracht wird, von denen die eine Licht durch den komprimierten, die andere Licht durch den dilatierten Teil des gekrümmten Glasstreifens hindurchzusenden gestattet.

Die Arbeit schließt weiter in sich die Behandlung einer Reihe von Aufgaben, welche man unter dem genannten Titel gar nicht vermutet: Die Untersuchung der elastischen Verzerrungen, denen ein Teilkreis infolge ungleicher Temperaturverteilung ausgesetzt ist, in ihrer Bedeutung für Winkelmessungen — die Theorie der Metallthermometer, die aus zwei fest verbundenen Streifen verschiedenen Materials bestehen.

Ich komme zu den Betätigungen NEUMANNS als Experimentator auf dem Gebiete der Elektrizität und des Magnetismus. Ich beginne mit der Kompensationsmethode NEUMANNS: Befindet sich in der stromlosen Brücke der WHEATSTONEschen Drahtkombination keine elektromotorische Kraft, so besteht die bekannte Beziehung für die Zweigwiderstände; befindet sich in der Brücke eine solche, so bedarf es der Verschiebung eines Endes der Brücke, um die Brücke wieder stromlos zu machen. Diese Verschiebung gestattet, die elektromotorische Kraft ohne Kenntnis der Widerstände in der Brücke zu messen.

Im besonderen findet diese Kompensationsmethode bei NEUMANN ihre Verwertung zur Entscheidung der Frage, ob neben der Polarisation, also einer elektromotorischen Kraft, auch von einem Übergangswiderstande, also einem Widerstande — beide Begriffe im Sinne des OHMschen Gesetzes — beim Übergange eines Stromes von einer Metallelektrode zur umgebenden elektrolytischen Flüssigkeit und umgekehrt gesprochen werden kann. Die zu polarisierende Zelle befindet sich zum Studium dieser Frage zunächst in einem Zweige eines Differentialgalvanometers; sie wird hier mit Hilfe des Stammstromes geladen, der durch Widerstandsregulierung in dem anderen Zweige des Differentialgalvanometers in zwei gleiche Teile gespalten wird — das Differentialgalvanometer zeigt dann keinen Ausschlag. Ein Kommutator schafft nun die polarisierte Zelle in die Brücke der WHEATSTONEschen Drahtkombination, welche der Kompensationsmethode zugrunde liegt, und lehrt die Polarisation bestimmen. Die Änderung des Elektrodenabstandes in der Flüssigkeitszelle gestattet ein tieferes Studium der in der Zelle auftretenden Widerstandsverhältnisse und damit die Beantwortung der Frage nach der Existenz und Größe eines Übergangswiderstandes.

NEUMANN hat der Ausbildung der differentialgalvanometrischen Methoden überhaupt besondere Aufmerksamkeit zugewandt. Die Methoden der Prüfung der Isolation der beiden ineinandergewickelten Multiplikatoren und der Herstellung der Gleichheit der Multiplikatorfunktion sind für NEUMANN charakteristisch.

Neben dem Differentialgalvanometer ist die Tangentenbussole ein Lieblingsinstrument NEUMANNscher Beobachtungskunst. Statt eines zentralen Stromkreises wendet NEUMANN zwei symmetrisch

zu beiden Seiten der Nadel liegende Stromrollen in veränderlichem Abstande an. Er erzielt damit die Möglichkeit eines experimentellen Studiums, inwieweit die Voraussetzung, auf der das Tangentengesetz beruht, erfüllt ist: Kleinheit der Nadel gegenüber dem Abstande der Nadel von den Windungen. Die Anwendung mehrerer Rollenpaare gestattet, sich von dieser Voraussetzung noch unabhängiger zu machen.

In Zusammenhang mit diesen Studien stehen die Bemühungen NEUMANNS, ein konstantes magnetisches Feld von verschiedener Stärke für einen mehr oder weniger großen Raum herzustellen. Die Stromrollen bedecken bei gleicher Achse die Oberfläche einer Kugel, der Raum innerhalb der Kugelfläche ist das konstante Feld.

Wir werden diesen Arbeiten eine um so angemessenere Würdigung abgewinnen, wenn wir uns erinnern, daß NEUMANN mit ihnen an der durch GAUSS und WEBER eingeleiteten Bewegung, die Größen der Elektrizität und des Magnetismus in sogenanntem absoluten Maß auszudrücken, Anteil nimmt. Im besonderen tritt das bei der Konstruktion des Rheometers hervor, einer Form, welche NEUMANN dem Elektrodynamometer gegeben hat. Das Rheometer besteht aus zwei festen Stromrollenpaaren und einem beweglichen bifilar hängenden Stromrollenpaar. Die Frage der Empfindlichkeit tritt völlig zurück hinter der Forderung, die Rechnung mit Strenge durchzuführen, was mit Hilfe elliptischer Integrale gelingt.

Wir schließen daran die bifilar hängende Stromrolle, welche unter Einwirkung des Erdmagnetismus eine von der Stromstärke abhängige Gleichgewichtslage annimmt. Die Kombination dieser Stromrolle mit der Tangentenbussole gestattet, Horizontalkomponente des Erdmagnetismus und Stromstärke für jeden Augenblick in absolutem Maß zu bestimmen und damit die bekannten GAUSSschen Methoden in wertvoller Weise zu ergänzen.

Noch heute von Bedeutung ist NEUMANNS Induktions-Inklinatorium zur Bestimmung der erdmagnetischen Inklination. Es besteht aus zwei Drahtrollen von großem Durchmesser, die unter dem Einfluß des Erdmagnetismus um eine horizontale und eine vertikale Achse gedreht werden. Eine Zahnradübertragung sorgt für gleiche Drehgeschwindigkeit, Kommutatoren dafür, daß die Drehung nicht auf 180° beschränkt bleibt, eine rechteckige Um-

grenzung des Gestells läßt mit Leichtigkeit die horizontale und vertikale Lage der Drehungsachsen vertauschen. Die Enden der beiden Drahtrollen endigen in einem Differentialgalvanometer, das durch passende Widerstände ohne Ausschlag eingestellt wird, woraus dann die Tangente des Inklinationswinkels abgeleitet werden kann.

Die Ausführungen haben uns bereits zur Betätigung NEUMANNS auf dem Gebiete der Methodik und Konstruktion physikalischer Meßinstrumente geführt. Es wäre hier noch an NEUMANNS kunstgemäße Methode zur Bestimmung der Kaliberfehler eines Thermometers zu erinnern, welche sich wie so vieles lediglich traditionell vererbt hat und z. B. in KOHLRAUSCHS praktische Physik bisher nicht übergegangen ist. Die Methode besteht darin, daß mit einer gewissen Anzahl verschieden lang abgetrennter Quecksilberfäden — für das Intervall von 0 bis 100° C etwa den neun ersten ungefähren Vielfachen von 10° — das Kaliber des Thermometerrohres an planmäßig gewählten Stellen ausgewertet wird. Das Kunstgemäße besteht darin, daß die Auswertung des Kalibers für jede Stelle auf der gleichen Anzahl von Beobachtungen beruht. Die Beobachtungssätze werden einmal so zusammengefaßt, daß die Kaliberteile der einen Hälfte durch das gesamte Kaliberintervall der anderen Hälfte als Normale ihren Ausdruck finden. Die Kaliberteile der anderen Hälfte lassen sich dann bei anderer Zusammenfassung der Beobachtungssätze durch dieselbe Normale ausdrücken, zugleich gewährt die letzte Zusammenfassung in ihren Elementen eine willkommene Kontrolle für die Güte der Einzelmessungen.

Auch die Prüfung der Aräometerteilung durch Belastung des schwimmenden Aräometers mit einer Reihe von Gewichten wäre zu erwähnen.

Ich will am Schlusse noch der Konstruktion der Wage gedenken, bei der NEUMANN die Drehung von Wagebalken und Wageschalen durch Torsion eingespannter Drähte bewerkstelligt. NEUMANN hat viel mit einer solchen Wage gearbeitet. Wenn er die billige Herstellung dieser Wage rühmte — auch von W. WEBER rührt eine billige Wagenkonstruktion her —, werden wir an die Armut der Verhältnisse erinnert, unter der früher Physiker arbeiten

mußten, und über welche nur ein Idealismus hinweghelfen konnte, wie er der älteren Generation in hohem Grade eigen war.

Ich würde meine Aufgabe nur unvollständig behandelt erachten, wollte ich nicht noch dieses Idealismus bei NEUMANN gegedenken. Der Idealismus NEUMANNS nahm seinen praktischen Ausgangspunkt von der nationalen Erhebung Preußens gegen die Fremdherrschaft und von seiner eigenen Teilnahme an dem Freiheitskriege 1815. Dieser Idealismus konnte nur mit den Eindrücken, die NEUMANN bei seinem Eintritt in die Königsberger Hochschule umfingen, weitere Förderung erfahren — war doch die Königsberger Sternwarte ein lebendiger Zeuge preußischen Idealismus.

Die Betätigung, die NEUMANN wissenschaftlich seinem Idealismus gegeben hat, macht sich dem damaligen Zuge der Zeit entsprechend darin bemerkbar, daß der Gedanke an die Verwertung technischer Nutzanwendung abgelehnt erscheint, so sehr gerade die in seine Zeit fallenden Entdeckungen sich als grundlegend für die Entwickelung der Technik herausgestellt haben. In meinen erkenntnistheoretischen Grundzügen habe ich ausgeführt [1]), wie es vor 70 Jahren Vertretern der Physik an deutschen Universitäten notwendig erscheinen mochte, ihre innere Zugehörigkeit zur Universität im Gegensatz zur Technik zu bekunden. In diesem Zusammenhang möchte ich auch an den dort mitgeteilten Entwurf von NEUMANNS Hand in Sachen der Errichtung des Laboratoriums erinnern, der gerade andere durch die Erinnerungsblätter seiner Tochter darüber bekannt gewordene Äußerungen in wertvoller individueller Weise ergänzt.

Mit dem Thema: Errichtung eines Laboratoriums berühre ich zugleich den schmerzlichen Punkt, der NEUMANN daran gehindert hat, seine Tätigkeit als Experimentator voll entfalten zu können. Ich erinnere an die Worte seiner Eingabe an den Universitätskurator aus dem Jahre 1841, anläßlich der Ablehnung eines Rufes nach Dorpat: „Meine akademische Wirksamkeit ist nur der Schatten von dem, was sie sein könnte. Es hätte wirklich

---

[1]) Erkenntnistheoretische Grundzüge der Naturwissenschaften und ihre Beziehungen zum Geistesleben der Gegenwart, 2. Auflage, S. 284 u. 285. Leipzig 1910.

sich hier in Königsberg eine Pflanzschule für mathematische Physik bilden können [1])."

Trotz des für einen Experimentator offenkundigen Mangels an einem angemessenen Laboratorium ist es NEUMANN beschieden gewesen: zu einer Zeit, da Königsberg viel schwerer zu erreichen war, viel abgelegener als heute erschien, Schüler aus allen Teilen Deutschlands und der Schweiz um sich zu sammeln und sie gerade zu experimentellen Arbeiten anzuregen. NEUMANN hat so unstreitig seinerzeit den größten Einfluß auf die Entwickelung der Physik in Deutschland ausgeübt. Es handelte sich stets nur um eine kleine Schar, die sich um ihn sammelte — aber diese Schar war um so erlesener; infolge ihrer Kleinheit konnte sich zwischen Lehrer und Schüler das intime Band schlingen, welches frühere Universitätsverhältnisse so viel leichter zeitigten und so vorteilhaft auszeichneten vor dem heutigen Massenbetriebe.

[1]) Abgedruckt in „FRANZ NEUMANN, Erinnerungsblätter von seiner Tochter LUISE NEUMANN", S. 352/353, Tübingen und Leipzig 1904, und in „FRANZ NEUMANN und sein Wirken als Forscher und Lehrer von A. WANGERIN", S. 181, Braunschweig 1907.

Einige allgemeine Bemerkungen zum Relativitätsprinzip;

von W. v. Ignatowsky.

(Vorgetragen in der gemeinsamen Sitzung der mathematischen und physikalischen Abteilung der 82. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Königsberg am 21. September 1910.)

(Vgl. oben S. 732.)

Als EINSTEIN seinerzeit das Relativitätsprinzip einführte, nahm er parallel mit demselben an, daß die Lichtgeschwindigkeit c eine universelle Konstante sei, d. h. für alle Koordinatensysteme denselben Wert behalte. Auch MINKOWSKI ging bei seinen Untersuchungen von der Invariante $r^2 - c^2 t^2$ aus, obwohl, nach seinem Vortrage „Raum und Zeit“ [1]) zu urteilen, er dem c mehr die Bedeutung einer universellen Raum-Zeitkonstante beilegte, als diejenige der Lichtgeschwindigkeit.

Nun habe ich mir die Frage gestellt, zu welchen Beziehungen bzw. Transformationsgleichungen man kommt, wenn man nur das Relativitätsprinzip an die Spitze der Untersuchung stellt, und ob überhaupt die LORENTZschen Transformationsgleichungen die einzigen sind, die dem Relativitätsprinzip genügen.

Um diese Frage beantworten zu können, wiederholen wir noch einmal, was uns das Relativitätsprinzip an und für sich ergibt.

Haben wir zwei zueinander mit konstanter Geschwindigkeit translatorisch bewegte Koordinatensysteme K und K', so besagt uns das Relativitätsprinzip, daß beide Systeme als gleichwertig angesehen werden können, d. h. jedes von ihnen kann als ruhend und das andere als bewegt angesehen werden. Mit anderen Worten, wir können keine absolute Bewegung bestimmen.

Sind aber K und K' gleichwertig und können wir im System K irgend eine physikalische Größe E durch eine Funktion der Parameter $a_1, a_2, a_3 \ldots$ ausdrücken, also schreiben:

$$E = \varphi(a_1, a_2, a_3, \ldots), \qquad 1)$$

---

[1]) Verh. d. D. Phys. Ges. 10, 104, 1909.

so muß die entsprechende Größe E' im System K' durch dieselbe Funktion φ der entsprechenden Parameter $a'_1, a'_2, a'_3 \ldots$ ausgedrückt werden können, d. h. es wird sein:

$$E' = \varphi(a'_1, a'_2, a'_3 \ldots). \tag{2}$$

Angenommen, wir würden E' durch die ungestrichenen Parameter darstellen, z. B.

$$E' = f(a_1, a_2, a_3 \ldots), \tag{3}$$

so muß, da K und K' gleichwertig sind, die Gleichung

$$E = f(a'_1, a'_2, a'_3 \ldots) \tag{4}$$

richtig sein. Die Gleichungen 1) bis 4) bilden die mathematische Formulierung des Relativitätsprinzips.

Bezeichnet weiter q die Geschwindigkeit des Systems K' in bezug auf K, vom letzteren aus gemessen, und q' die Geschwindigkeit des Systems K von K' aus gemessen, so muß augenscheinlich sein:

$$q' = -q. \tag{5}$$

Betrachten wir nun einen rein kinematischen Vorgang, wo also nur x, y, z und t in Betracht kommen, so können wir z. B. folgende Gleichung hinschreiben:

$$x' = \varphi(x, y, z, t, q), \tag{6}$$

und ähnliche für y', z' und t'. Denn x, y, z und t sind als Parameter zu betrachten, durch welche unter anderen eine physikalische Erscheinung beschrieben werden kann, und aus 1) bis 4) ersehen wir, daß im allgemeinen a_1 nicht gleich a'_1 zu sein braucht.

Obwohl die folgenden Rechnungen sehr elementar sind, so werde ich hier, zwecks Raumersparnis, nur den Gedankengang und die Endresultate anführen und verweise auf die näheren Details in einem Artikel von mir, der demnächst in dem Archiv f. Math. u. Phys. erscheinen wird.

Wir bezeichnen den Einheitsvektor, der die Richtung der Bewegung von K' in bezug auf K angibt, durch $\mathfrak{c}_0$, legen die X- bzw. X'-Achse in diese Richtung und nehmen weiter zur Vereinfachung an, daß die X'-Achse die Verlängerung der X-Achse bildet. Da der Raum als homogen und isotrop anzunehmen ist, so läßt sich hieraus und aus Symmetriegründen zeigen, daß in der Gleichung 6) y und z nur implicite durch $\mathfrak{r}$ auftreten können,

wo r die Entfernung eines Punktes von der X-Achse bedeutet. Weiter läßt sich zeigen, daß $r = r'$ sein muß, und infolgedessen kann x' nicht von r abhängen. Wir können deshalb statt 6) schreiben:

$$\left.\begin{aligned} x' &= \varphi(x, t, q) \\ t' &= f(x, t, q) \end{aligned}\right\} \qquad 7)$$

und entsprechend wegen 3) und 4):

$$\left.\begin{aligned} x &= \varphi(x', t', q') \\ t &= f(x', t', q') \end{aligned}\right\} \qquad 8)$$

Nehmen wir das vollständige Differential von 7) und 8), so ergibt sich:

$$\left.\begin{aligned} dx' &= p\,dx + s\,dt \\ dt' &= p_1\,dx + s_1\,dt \end{aligned}\right\} \qquad 9)$$

und

$$\left.\begin{aligned} dx &= p'\,dx' + s'\,dt' \\ dt &= p_1'\,dx' + s_1'\,dt' \end{aligned}\right\} \qquad 10)$$

wo p, s, p', s' usw. die entsprechenden partiellen Differentialquotienten bedeuten, welche wir vorläufig noch als unbekannte Funktionen von x, t, q bzw. x', t', q' betrachten müssen.

Es bezeichne D die Determinante

$$D = \begin{vmatrix} p\,p_1 \\ s\,s_1 \end{vmatrix} = p\,s_1 - p_1\,s, \qquad 11)$$

so folgt aus 9) und 10):

$$\left.\begin{aligned} p' &= \frac{s_1}{D}; \quad & s' &= -\frac{s}{D} \\ p_1' &= -\frac{p_1}{D}; \quad & s_1' &= \frac{p}{D} \end{aligned}\right\} \qquad 12)$$

Wir nehmen jetzt in K und K' zwei Elemente dx und dx' von solcher Länge, daß, wenn sie gegenseitig auf Ruhe gebracht würden, sie gleichlang sind. Messen wir jetzt dx' synchron von K aus (also $dt = 0$), so erhalten wir:

$$dx' = p\,dx. \qquad 13)$$

Messen wir dx synchron von K' aus (also $dt' = 0$), so folgt dementsprechend:

$$dx = p'\,dx'. \qquad 14)$$

Nun sind beide Systeme K und K' gleichwertig und dx und dx', gegenseitig auf Ruhe gebracht, gleichlang. Folglich müssen

die von beiden Systemen aus gemessenen Längen gleich sein. Also ist

$$p = p'. \tag{15}$$

Hieraus und aus 12) ergibt sich:

$$p^2 = s_1 s_1'. \tag{16}$$

Verfolgen wir jetzt die Bewegung irgend eines substantiellen Punktes oder irgend einer Erscheinung im Raum und bezeichnen die entsprechende Geschwindigkeit durch $\mathfrak{v}$ bzw. $\mathfrak{v}'$. Es ist dann auf Grund von 9) leicht nachzuweisen, daß

$$\mathfrak{v}' = \frac{\mathfrak{v} + (p - 1)\mathfrak{c}_0 . \mathfrak{c}_0 \mathfrak{v} + s\mathfrak{c}_0}{A} \tag{17}$$

sein wird, wo

$$A = s_1 + p_1 \mathfrak{c}_0 \mathfrak{v} \tag{18}$$

bedeutet.

Da $\mathfrak{v}$ vollständig willkürlich ist, so ist klar, daß p, s usw. von $\mathfrak{v}$ nicht abhängen können. Nehmen wir an, der bewegliche Punkt ruhe in bezug auf K'. Dann ist $\mathfrak{v}' = 0$ und $\mathfrak{v} = q\mathfrak{c}_0$. Hieraus und aus 17) erhalten wir:

$$s = -pq. \tag{19}$$

Auf Grund des Vorhergehenden erhalten wir durch ähnliche Überlegungen:

$$s_1 = p, \tag{20}$$

so daß wir schreiben können:

$$\left.\begin{aligned} dx' &= p\,dx - pq\,dt \\ dt' &= p_1\,dx + p\,dt \end{aligned}\right\} \tag{21}$$

Es bleibt uns nur noch p_1 und p zu bestimmen, denn die gestrichenen Größen erhalten wir aus 12).

Zu dem Zwecke führen wir noch ein drittes Koordinatensystem K'' ein, welches sich in derselben Richtung $\mathfrak{c}_0$ bewegt, mit einer Geschwindigkeit q_2, gemessen von K aus. Die Geschwindigkeit von K', gemessen von K'' aus, ist q_1. Für das Paar $K''K'$ bezeichnen wir die den p, q, p_1 analogen Größen durch $\bar{p}$, $\bar{p}_1$, q_1, und für das Paar KK'' durch p'', p_1'', q_2. Dann läßt sich leicht nachweisen, daß folgende Beziehung existiert:

$$\frac{p_1}{pq} = \frac{\bar{p}_1}{\bar{p}q_1} = \frac{p_1''}{p''q_2}. \tag{22}$$

Da hier jeder Bruch voneinander unabhängige Größen enthält, so ersehen wir, daß derselbe nur eine Konstante sein kann, die wir durch $-n$ bezeichnen. Wir erhalten also endgültig:

$$\left.\begin{aligned} dx' &= p\,dx - pq\,dt \\ dt' &= -pqn\,dx + p\,dt \end{aligned}\right\} \tag{23}$$

Aus 15) und 12) ergibt sich ferner:

$$p^2 = \frac{1}{1 - q^2 n}$$

oder

$$p = \frac{1}{\sqrt{1 - q^2 n}}. \tag{24}$$

Aus 24) folgt, daß n, welche Größe wir als eine universelle Raum-Zeitkonstante bezeichnen können, das reziproke Quadrat einer Geschwindigkeit ist, also eine absolut positive Größe.

Wir ersehen, daß wir den LORENTZschen ähnliche Transformationsgleichungen erhalten haben, nur daß an Stelle von $1/c^2$ hier n steht. Außerdem ist aber noch das Zeichen unbestimmt, denn wir konnten ebensogut unter der Wurzel in 24) das Pluszeichen setzen.

Um jetzt nun den Zahlenwert und das Zeichen von n zu bestimmen, müssen wir uns an das Experiment wenden. Da wir uns bei der obigen Ableitung auf keine spezielle physikalische Erscheinung gestützt haben, so folgt, daß wir auf Grund einer beliebigen Erscheinung n bestimmen können und immer denselben Wert für n bekommen müssen, denn n ist ja eine universelle Konstante.

Wir können z. B. die Länge eines bewegten Meterstabes von uns aus synchron messen. Ergibt die Messung, daß er sich verkürzt hat, so ist das Minuszeichen zu wählen und aus der Verkürzung läßt sich dann n berechnen. Nun wird aber bekanntlich diese Verkürzung so klein sein, daß wir sie direkt nicht werden messen können.

Wir wenden uns jetzt zu den elektrodynamischen Gleichungen und speziell zu dem Fall einer gleichförmig bewegten Punktladung. Wir wissen, abgesehen vom Relativitätsprinzip, daß die Niveaufläche des Konvektionspotentials obiger Punktladung für den ruhenden Beobachter ein HEAVISIDE-Ellipsoid sein wird, dessen

Achsenverhältnis gleich $\sqrt{1 - q^2/c^2}$ ist. Nun müssen wir auf Grund des Relativitätsprinzips schließen, daß für den mit der Punktladung mitbewegten Beobachter die Niveaufläche des Potentials eine Kugel ist. Eine Kugel wird aber dem ruhenden Beobachter als ein Ellipsoid mit dem Achsenverhältnis gleich $\sqrt{1 - q^2 n}$ erscheinen. Demnach muß sein:

$$\sqrt{1 - q^2/c^2} = \sqrt{1 - q^2 n}.$$

Dies ergibt

$$n = \frac{1}{c^2}. \tag{25}$$

Und hieraus erst folgt, daß c für alle Koordinatensysteme konstant ist. Zugleich ersehen wir, daß durch den Zahlenwert von c die universelle Raum-Zeitkonstante n bestimmt wird.

Es ist jetzt klar, daß durch obige Ableitung der Transformationsgleichungen die Optik ihre Sonderstellung in bezug auf das Relativitätsprinzip verloren hat. Dadurch gewinnt das Relativitätsprinzip selbst an allgemeinerer Bedeutung, denn es hängt nicht mehr von einer speziellen physikalischen Erscheinung, sondern von der universellen Konstante n ab.

Dennoch können wir der Optik bzw. den elektrodynamischen Gleichungen eine Sonderstellung einräumen, aber nicht in bezug auf das Relativitätsprinzip, sondern in bezug auf die anderen Zweige der Physik, und zwar insofern, als es möglich war, aus diesen Gleichungen die Konstanten zu bestimmen.

Wenn wir andererseits die anderen physikalischen Gleichungen dem Relativitätsprinzip entsprechend umformen und dabei das Vorkommen der Konstante n in denselben ersehen, so brauchen wir durchaus nicht zu schließen, daß hierbei irgend welche elektrische Kräfte im Spiele sind, sondern folgern vom Standpunkte des Relativitätsprinzips aus nur, daß Raum und Zeit ihr Gepräge auf alle physikalischen Erscheinungen aufdrücken vermittelst der Konstante n.

Um noch deutlicher die Bedeutung von n zu veranschaulichen, ziehen wir eine Analogie aus der Optik heran, und zwar die Beziehung zwischen Bild und Objekt. Vom rein optisch-geometrischen Standpunkte aus sind Objekt und Bild vertauschbar. Genau dasselbe trifft zu, wenn wir einen bewegten Maßstab beobachten, der

uns verkürzt erscheint. Wir können sagen, daß Raum und Zeit uns den bewegten Maßstab abbilden, so daß wir nur das Bild desselben sehen, wenn wir den ruhenden Maßstab als Objekt annehmen.

Wir können also in vollem Maße MINKOWSKI beistimmen, welcher in seinem Vortrage „Raum und Zeit“ [1]) sagt: „Die Kontraktion ist nicht etwa als Folge von Widerständen im Äther zu denken, sondern rein als Geschenk von oben, als Begleitumstand des Umstandes der Bewegung“, eben weil n eine universelle Konstante ist.

Zum Schluß möchte ich noch mit ein paar Worten der vom Standpunkte des Relativitätsprinzips aus möglichen Geschwindigkeiten erwähnen.

Betrachten wir den Ausdruck 24) für p.

Von p hängt die Verkürzung ab, die wir bei einer mit dem System K' bewegten Strecke beobachten. Es hat deshalb keinen Sinn anzunehmen, daß p imaginär werden kann, d. h. q muß stets kleiner als c sein. Was bedeutet aber q? Es bedeutet q die Geschwindigkeit des Koordinatensystems K' und also kann diese nicht größer als c sein. Mit anderen Worten, keines von den Ruhekoordinatensystemen kann sich mit Überlichtgeschwindigkeit bewegen. Nun dürfen wir aber unter einem Ruhekoordinatensystem nicht etwa nur ein mathematisches Gebilde verstehen, sondern müssen uns dabei eine materielle Welt mit ihren Beobachtern und synchronen Uhren denken. Umgekehrt nehmen wir an, daß wir jeden substantiellen Punkt auf Ruhe transformieren können. Hieraus folgt demnach, daß sich ein substantieller Punkt nicht mit Überlichtgeschwindigkeit bewegen kann.

Nun fragt es sich: Gibt es Geschwindigkeiten nicht von substantiellen Punkten, sondern von Erscheinungen, die größer als die Lichtgeschwindigkeit sind, abgesehen von Phasen- bzw. Gruppengeschwindigkeiten? Diese Frage müssen wir im bejahenden Sinne beantworten.

Ohne auf die näheren Details einzugehen, in bezug auf welche ich auf meine letzte Arbeit in den Ann. d. Phys. [2]) verweise, möchte ich hier nur in Kürze an einem Beispiel diese Frage erläutern.

---

[1]) l. c., S. 106.
[2]) Ann. d. Phys. (4) 33, 607, 1910.

Aus den LORENTZschen Transformationsgleichungen läßt sich folgendes leicht ableiten:

Es bedeute $x_2 - x_1$ die Entfernung zweier im System K festen Punkte in der Richtung von $\mathfrak{c}_0$. Diese Entfernung werde nun vom bewegten Beobachter in K' synchron gemessen, wobei er die Strecke l' erhält. Für den ruhenden Beobachter werden dabei die beiden synchronen Uhren, die der Beobachter in K' an den beiden Enden von l' aufgestellt hat, um seine synchrone Messung von $x_2 - x_1$ zu machen, eine Zeitdifferenz $t_2 - t_1$ aufweisen, die gleich ist:

$$t_2 - t_1 = qn(x_2 - x_1), \tag{26}$$

hieraus folgt:

$$\frac{x_2 - x_1}{t_2 - t_1} = \frac{1}{qn} = \frac{c^2}{q}. \tag{27}$$

Nun denken wir uns in dem System K' einen Stab von der Länge l' und nehmen an, die Beobachter auf K' hätten sich verabredet, den Stab zu gleicher Zeit (mit Hilfe ihrer synchronen Uhren) an beiden Enden, senkrecht zu $\mathfrak{c}_0$, aufzuheben. Für den ruhenden Beobachter wird dies aber nicht zu gleicher Zeit geschehen, und zwar wird ihm in dem Moment, wo das eine Ende des Stabes mit x_1 zusammenfällt, dasselbe erhoben erscheinen, das andere Ende erst dann, wenn es mit dem Punkte x_2 zusammenfällt, also nach einer Zeit $t_2 - t_1$, die sich aus 26) berechnet. Der Stab wird für den ruhenden Beobachter einen Knick aufweisen, der sich von ihm aus mit einer Geschwindigkeit

$$V = \frac{x_2 - x_1}{t_2 - t_1}$$

bewegen wird. Aus 27) erhalten wir:

$$V = \frac{1}{qn} = \frac{c^2}{q} > c, \tag{28}$$

denn q ist, wie früher bemerkt, stets kleiner als c.

Wir wenden uns jetzt zu der Gleichung 17), welche wir, da uns jetzt alle Größen p, s, p_1 und s_1 bekannt sind, folgendermaßen schreiben können:

$$\mathfrak{v}' = \frac{\mathfrak{v} + (p-1)\mathfrak{c}_0 \cdot \mathfrak{c}_0\mathfrak{v} - pq\mathfrak{c}_0}{p(1 - qn\,\mathfrak{c}_0\mathfrak{v})}. \tag{29}$$

*

Nun nehmen wir an, es bewege sich etwas in der Richtung von $\mathfrak{c}_0$ mit einer Geschwindigkeit v. Dann ist $\mathfrak{v} = v\,\mathfrak{c}_0$ und wir erhalten aus 29), wenn wir zugleich den Einheitsvektor $\mathfrak{c}_0$ streichen,

$$v' = \frac{v - q}{1 - v q n}. \tag{30}$$

Aus 28) ersehen wir, daß sich der Knick für uns, d. h. für den ruhenden Beobachter, um so schneller fortpflanzt, je kleiner q ist, also je langsamer sich K' in bezug auf K bewegt. Denken wir uns jetzt an die Stelle der bewegten Beobachter, so wird uns die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Knickes unendlich groß erscheinen, denn die Beobachter heben ja den Stab zu gleicher Zeit laut ihren synchronen Uhren auf. Dasselbe Resultat erhalten wir auch aus 30). Denn ersetzen wir dort den Wert von v durch V aus 28), so ergibt sich $v' = \infty$.

Wir können demnach sagen, um die Bedeutung von V noch prägnanter zu charakterisieren, daß V diejenige Geschwindigkeit ist, welche man im System K benötigt, um die Zeit im System K' einzuholen.

Die Existenz der Geschwindigkeit $V = \frac{1}{q n} = \frac{c^2}{q} > c$ ist als eine Folgerung aus dem Relativitätsprinzip aufzufassen und insbesondere ergibt sie sich als unmittelbare Konsequenz der Begriffe von synchronen Uhren und synchronen Messungen.



Über gleitende Reibung;
von W. Kaufmann.

(Nach Versuchen von Frl. CH. JAKOB.)

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 82. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Königsberg am 21. September 1910.)

(Vgl. oben S. 733.)

Die gleitende Reibung fester Körper ist bisher seitens der Physiker sehr stiefmütterlich behandelt worden; seit den klassischen Versuchen COULOMBS sind nur sehr wenige Versuchsreihen publiziert worden. Die von technischer Seite ausgeführten Untersuchungen kommen hier kaum in Betracht, da sie von ganz anderen Gesichtspunkten ausgehen und namentlich die Oberflächenbeschaffenheit der Körper so nehmen, wie sie in der Praxis vorkommen, d. h. mit allen unvermeidlichen Verunreinigungen durch Poliermittel, Staub, Oxydschichten u. a.

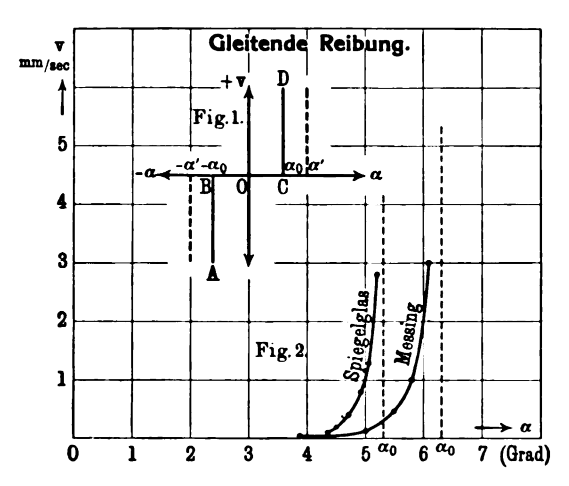
Eine physikalische Untersuchung bedingt vor allem bei einem so typischen Oberflächeneffekt wie die Reibung eine weitgehendste Säuberung der Oberflächen zur Erzielung konstanter und reproduzierbarer Versuchsbedingungen. Wenn auch das letztere Ziel nur sehr unvollkommen erreicht wurde, so sind doch einige nicht uninteressante Resultate gewonnen worden, über die hier berichtet werde.

Material. Nach einigen Vorversuchen mit Messingflächen, die bereits einen starken Einfluß minimalster Verunreinigungen zeigten, wurde zu Versuchen mit dem leichter zu reinigenden Glas übergegangen. Zunächst wurde gewöhnliches Spiegelglas untersucht, später ausgewählte SCHOTTsche Gläser. Das Reinigungsverfahren bestand in Spülung mit warmer Schwefelchromsäure, Abspülen mit destilliertem Wasser und mit strömendem Wasserdampf. Bei einigen Gläsern wurde auch mit fettfreiem Mull abgerieben. (Näheres über das Reinigungsverfahren siehe in der demnächst erscheinenden Dissertation.)

Beobachtungsmethode. Beobachtet wurde nach der bekannten Neigungsmethode, indem die Bewegung eines kleinen

Läufers, der die Form einer kleinen Platte oder bei den Glasversuchen eines kleinen Dreifußes mit halbkugeligen Füßen hatte, als Funktion des Neigungswinkels untersucht wurde. Platte und Läufer befanden sich in einem Glasgefäß, das evakuiert, getrocknet oder mit Dämpfen verschiedener Art gefüllt werden konnte. Für die Temperaturversuche wurde ein elektrisch heizbares Gefäß benutzt.

Resultate. Gewisse bei den Vorversuchen zuerst gefundene Unregelmäßigkeiten führten sehr bald zur Auffindung eines enormen Einflusses minimalster Unreinheiten der Oberfläche und damit zur systematischen Untersuchung derselben. Zur bequemeren Deutung der Resultate betrachten wir zunächst in graphischer Darstellung



die für gewöhnlich zur Beobachtung gelangenden Reibungsgesetze nach COULOMB (Fig. 1). Mit zunehmender Neigung ist der Körper zunächst in Ruhe, um dann bei Erreichung eines gewissen Winkels α_0 sich plötzlich in gleichmäßig beschleunigte Bewegung zu setzen. Dieser Winkel wird als der Reibungswinkel bezeichnet und $\operatorname{tg}\alpha_0$ mißt die Größe der Reibungskraft als Bruchteil des Körpergewichtes. Die Reibung ist unabhängig von der Geschwindigkeit (wenigstens solange diese von der Ordnung einiger cm sec ist). Man erhält ein ganz bestimmtes α_0, wenn man während der Neigungsänderung den Apparat leicht erschüttert (Reibung der Bewegung); dagegen erhält man bei erschütterungsfreier Neigung ein viel größeres α' von stark schwankendem Wert (Reibung der Ruhe).

Da der Winkel α (genauer seine Tangente) das Maß für die Reibungskraft ist, so stellt der gebrochene Linienzug *ABOCD* die Größe der Reibung als Funktion der Geschwindigkeit dar.

Es ist offenbar, daß ein derartig unstetiger Verlauf physikalisch äußerst unwahrscheinlich ist. In der Tat ergaben die neuen Versuche etwas ganz anderes. Fig. 2 zeigt die Beobachtungsresultate an sorgfältig gereinigten und getrockneten Oberflächen.

Wenn man den Apparat neigt, so sieht man den Läufer sich ganz von selbst, ohne daß ein Anstoß nötig wäre, schon bei sehr kleinen Winkeln in Bewegung setzen. Die Bewegung ist eine gleichförmige, nicht beschleunigte. Sie nimmt mit wachsendem α erst langsam, dann immer rascher zu und scheint bei einem gewissen Grenzwert unendlich groß zu werden. Eine untere Grenze läßt sich nicht angeben, sie scheint bei sehr sauberen Flächen bloß noch von der Empfindlichkeit der mikroskopischen Beobachtung abzuhängen. Der kleinste Winkel, bei dem noch eine Bewegung bemerkt werden konnte, betrug bei gewöhnlichem Spiegelglase etwa $1{,}5^0$, die kleinste Geschwindigkeit betrug $^1/_{1000}$ mm/sec.

Die Werte sind auffällig niedrig im Vergleich zu den gewöhnlich angegebenen Werten von 15 bis 20^0.

Wenn die Bewegung gleichförmig ist, so ist die Schwerkraft gerade gleich der Reibung; es ist also wieder $\mathrm{tg}\,\alpha$ oder bei der Kleinheit der Winkel auch α ein Maß für die Reibung, und das Diagramm stellt uns die Reibung als Funktion der Geschwindigkeit v dar. Man sieht also, daß an Stelle der unstetigen COULOMBschen jetzt eine ganz stetige Abhängigkeit getreten ist.

Die Reibung wächst mit der Geschwindigkeit erst rasch, dann immer langsamer, um schließlich konstant zu werden. Dieser konstante Endwert ist früher allein beobachtet worden. Den zugehörigen Winkel α_0 können wir auch jetzt wieder als Reibungswinkel bezeichnen.

Einfluß von Verunreinigungen. Jede Spur eines Fremdkörpers auf der Oberfläche bringt wieder die COULOMBsche Form der Reibungsgesetze hervor, zugleich mit einer beträchtlichen Vermehrung von α_0.

Bei dem im allgemeinen ja hygroskopischen Glase wirkt in diesem Sinne z. B. die Feuchtigkeit. Es wurde das evakuierte



Beobachtungsgefäß mit einem Kölbchen in Verbindung gesetzt, in welchem sich H_2SO_4 verschiedener Konzentration befand, wodurch ein entsprechend variierender Wasserdampfdruck erzeugt wurde. Fig. 3 zeigt die Resultate: In völlig trockener Luft (100 Proz. Säure) sehr kleiner Reibungswinkel, kein Unterschied zwischen α_0 und α'. Mit zunehmender Feuchtigkeit zunehmender Winkel und zunehmende Differenz zwischen α_0 und α'. Die größten Werte von α_0 (25 bis 30°) wurden erhalten, wenn die Glasplatte unmittelbar nach der Behandlung mit Dampf noch warm in das Gefäß gebracht wurde, in welchem die Luft durch mit Wasser getränktes Filtrierpapier feucht gehalten war. (Ein sichtbarer Beschlag auf der

Fig. 3.

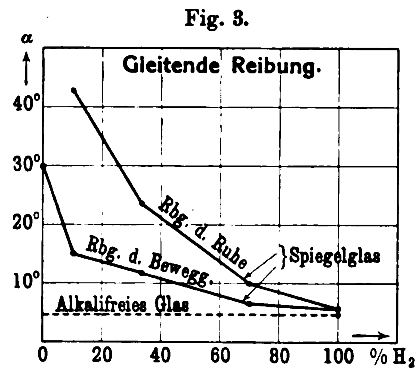
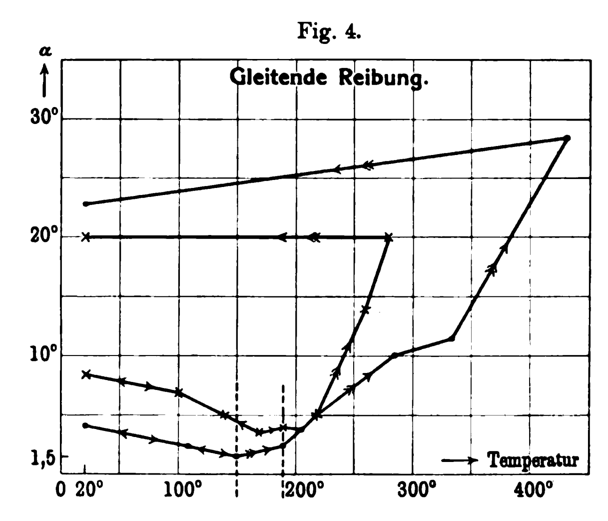


Fig. 4.



Platte war nicht vorhanden, zumal die Platte bei den Versuchen noch nicht völlig abgekühlt war.) Bei Änderung des Feuchtigkeitsgrades erfolgte die Einstellung der Platte auf den jeweiligen Endwert meist in 10 bis 15 Minuten.

Ein völlig alkalifreies Glas von SCHOTT u. Gen. zeigte keinen Feuchtigkeitseinfluß (s. die punktierte Kurve in Fig. 3).

Keinen bemerkbaren Einfluß hatten künstliche Fettschichten, die durch Verdunstenlassen von Alkohol, in dem ein wenig Öl gelöst war, erzeugt wurden. Nur die Einstellung auf den jeweiligen Feuchtigkeitsgrad der Luft erfolgte langsamer.

Dämpfe von Alkohol und Äther wirkten stark vermehrend (bis auf den doppelten Wert).

Um mit absolut sauberen Flächen zu arbeiten, wurden frisch gespaltene Glimmerplättchen untersucht. Auch sie ergaben einen deutlichen Einfluß der Feuchtigkeit.

Einfluß der Temperatur. Die auffällig geringe Reibung des Eises in der Nähe des Schmelzpunktes ließ vermuten, daß auch bei anderen Körpern die Reibung mit wachsender Temperatur abnehmen und vielleicht nahe dem Schmelzpunkte verschwinden würde. Bis jetzt verhinderten Nebenerscheinungen, namentlich Änderungen der Oberfläche, eindeutige Resultate, doch wurde eine Abnahme mit wachsender Temperatur sicher festgestellt. Fig. 4 zeigt die Resultate an Glas. Die Verschiedenheit der beiden Kurven an gleichartigem Glase zeigt zugleich die Schwierigkeit, reproduzierbare Verhältnisse zu erzielen. Die Reibung nimmt mit wachsendem α zuerst bis zu einem Minimum ab (kleinster beobachteter Winkel 1,5°!), um dann rapide wieder anzusteigen. Während aber die Abnahme bis zu dem Minimum durchaus reversibel ist, d. h. bei Wiederabkühlung die Reibung auf den ursprünglichen Wert zurückgeht, ist der Anstieg bei höherer Temperatur irreversibel, und die hohen Werte bleiben auch nach Abkühlung bestehen. Es hat sich offenbar eine die Oberfläche verunreinigende Schicht gebildet; denn wenn man die so veränderte Platte mit reinem Mull abreibt, so erhält man sofort wieder die niedrigen Werte.

Ausführlichere Mitteilungen werden in der demnächst erscheinenden Dissertation von Frl. JAKOB erfolgen.



Magnetisch korrespondierende Zustände;
von R. Gans.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 82. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Königsberg am 21. September 1910.)

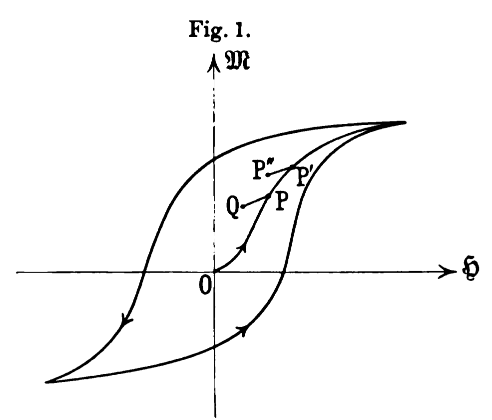
(Vgl. oben S. 733.)

Meine Herren! Gestatten Sie mir, Ihnen ein kurzes Referat [1]) über die magnetischen Experimente zu geben, die ich gerade abgeschlossen habe. Es handelt sich um die Messung der reversiblen Permeabilität.

1. Zunächst die Definition der fraglichen Größe.

Fig. 1 stelle die Magnetisierungskurve ($\mathfrak{H}$, $\mathfrak{M}$-Kurve) eines isotropen ferromagnetischen Materials dar, bestehend aus der Nullpunktskurve, dem absteigenden und dem aufsteigenden Hysteresisast. Ist man z. B., vom unmagnetischen Zustande O ausgehend, auf der Nullpunktskurve bis P gelangt und vergrößert $\mathfrak{H}$ noch weiter um $\Delta\mathfrak{H}$, so kommt man nach einem Punkte P' der Nullpunktskurve, und wenn man dann die Feldstärke wieder um $\Delta\mathfrak{H}$ verkleinert, so kommt man nicht wieder nach P zurück, sondern nach einem Punkte P'', der über P liegt. Die Änderung von $\Delta\mathfrak{H}$, die von P nach P' geführt hat, hat also zu einer irreversiblen Änderung der Magnetisierung Anlaß gegeben.

Fig. 1.



Wenn man dagegen zweitens von O nach P geht und nun $\mathfrak{H}$ um $\Delta\mathfrak{H}$ abnehmen läßt, so kommt man nach einem Punkte Q, und bei nun folgender Vergrößerung von $\mathfrak{H}$ um $\Delta\mathfrak{H}$ gelangt

---

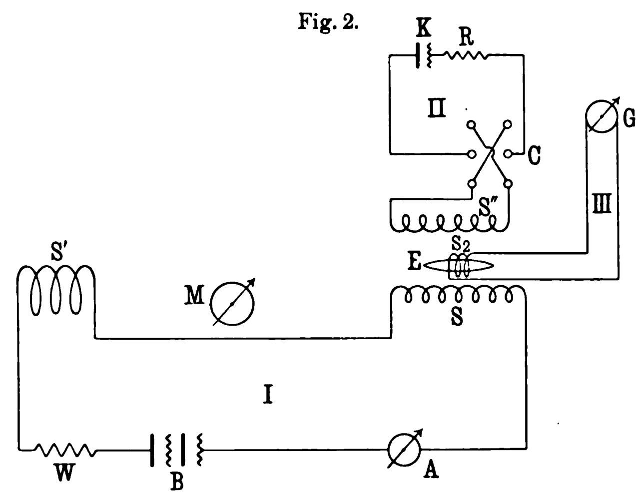
[1]) Ausführlich wird die Arbeit in den Annalen der Physik erscheinen.

man wieder nach P zurück. Diese Prozedur kann man beliebig häufig wiederholen und man wird sich immer dabei zwischen den Punkten P und Q hin und her bewegen.

Die so beschriebene kleine Änderung der Magnetisierung, die dadurch charakterisiert ist, daß die Richtung der kleinen Feldänderung $\Delta\mathfrak{H}$ der Richtung der vorher bewirkten starken Feldänderungen entgegengesetzt ist, ist somit reversibel.

Wir nennen das Verhältnis K_r der reversiblen Magnetisierungsänderung zur Feldänderung die reversible Suszeptibilität

Fig. 2.



$K_r = \Delta\mathfrak{M}/\Delta\mathfrak{H}$, das Verhältnis der Induktionsänderung zur Feldänderung $\mu_r = \Delta\mathfrak{B}/\Delta\mathfrak{H}$ die reversible Permeabilität, und zwischen beiden besteht die Beziehung

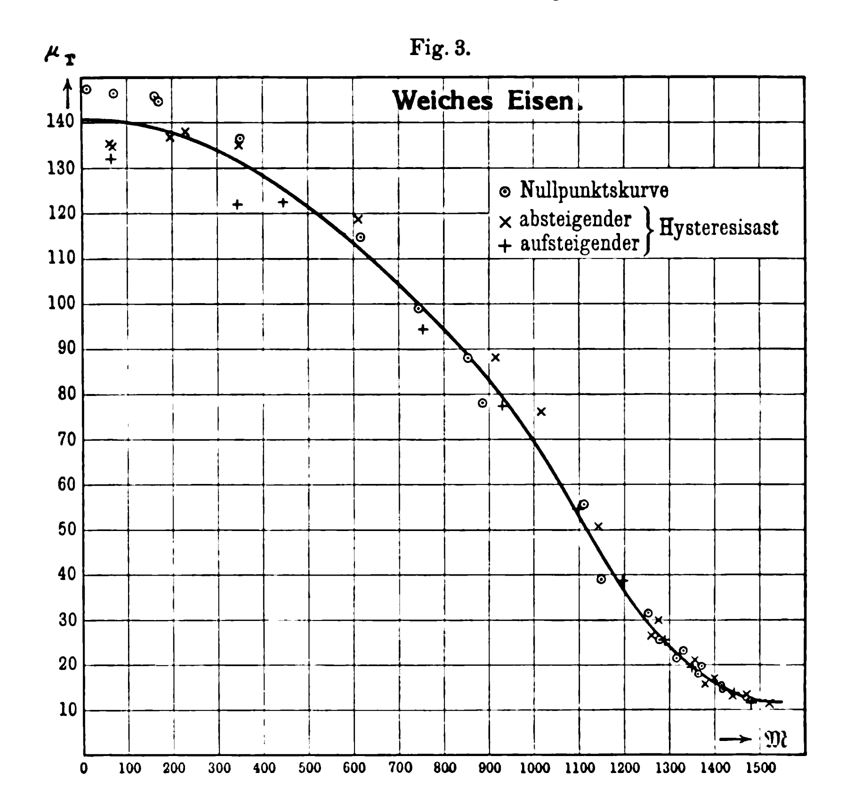
$$\mu_r = 4\pi K_r + 1.$$

2. Die Versuchsanordnung, mit der die so definierte Größe gemessen wurde, ist folgende:

Die Feldstärke $\mathfrak{H}$, durch die die Magnetisierung $\mathfrak{M}$ hervorgerufen wurde, wurde erzeugt durch den Strom in einer Magnetisierungsspule S, die in den Stromkreis I (siehe Fig. 2) eingeschaltet war. Ihre Wirkung auf das Magnetometer M wurde durch die Kompensationsspule S' aufgehoben. Reguliert wurde der von der Akkumulatorenbatterie B gelieferte Strom durch die Widerstände W und gemessen mit dem Amperemeter A.

In der Magnetisierungsspule (in der Figur daneben gezeichnet) befand sich ein langgestrecktes Rotationsellipsoid E aus dem ferromagnetischen Material, an dem die Messung angestellt werden sollte. Aus den in S fließenden Stromstärken und den Magnetometerablenkungen läßt sich die im Ferromagnetikum herrschende Feldstärke und Magnetisierung berechnen.

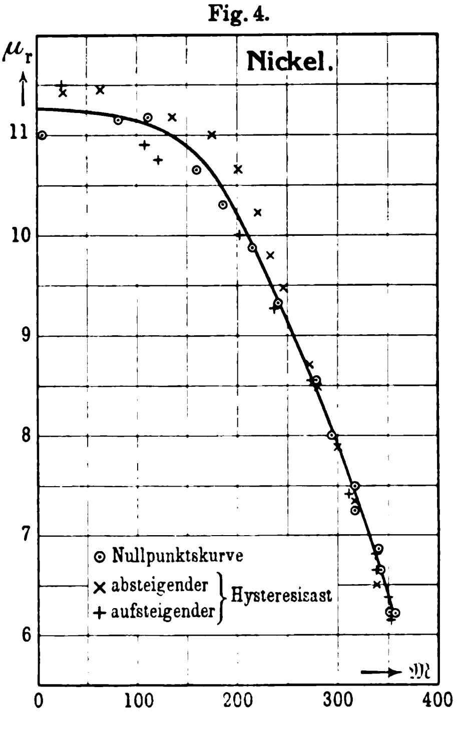
Fig. 3.



Zur Erzeugung der kleinen Feldänderungen $\Delta \mathfrak{H}$ war die Magnetisierungsspule S von einer Spule S'' umgeben (in der Figur daneben gezeichnet), die mit einem Akkumulator K, einem Rheostaten R und einem Stromwender C zum Stromkreise II vereinigt war. Durch Umlegen der Wippe C wurde der in S'' fließende schwache Strom kommutiert und damit das starke durch S erzeugte Feld ein wenig geändert.

Die Feldänderung $\varDelta \mathfrak{H}$ rief eine Änderung der Induktion $\varDelta \mathfrak{B}$ im Innern des Ellipsoids hervor. Diese wurde ballistisch beobachtet, indem das Ellipsoid E von einer Spule S_2 umgeben war, die an ein ballistisches Galvanometer G geschaltet war. Die Galvanometerausschläge sind den Induktionsänderungen $\varDelta \mathfrak{B}$ proportional. Um $\varDelta \mathfrak{B}$ in absolutem Maße zu kennen, war in den Stromkreis III noch die Sekundärspule eines Normals der wechselseitigen Induktion (in der Figur nicht gezeichnet) eingeschaltet, während in der Primärspule des Normals ein meßbarer Strom geöffnet oder geschlossen werden konnte; aus der hierdurch hervorgerufenen Induktionswirkung auf den Stromkreis III ergab sich die ballistische Empfindlichkeit des Galvanometers G.

Fig. 4.



3. Die Resultate der Messungen. Die Messungen wurden an weichem Eisen, gehärtetem Magnetstahl, geglühtem Magnetstahl und Nickel angestellt, und zwar wurde die reversible Permeabilität in vielen Punkten der Nullpunktskurve, des absteigenden sowie des aufsteigenden Hysteresisastes bestimmt. Es ergab sich, daß die reversible Permeabilität μ_r eine eindeutige Funktion der Magnetisierung $\mathfrak{M}$ ist, ganz unabhängig von der magnetischen Vorgeschichte. Das beweisen die als Beispiele gezeichneten Diagramme Fig. 3 und 4, welche die Beobachtungen an Eisen und Nickel darstellen. Es ist also

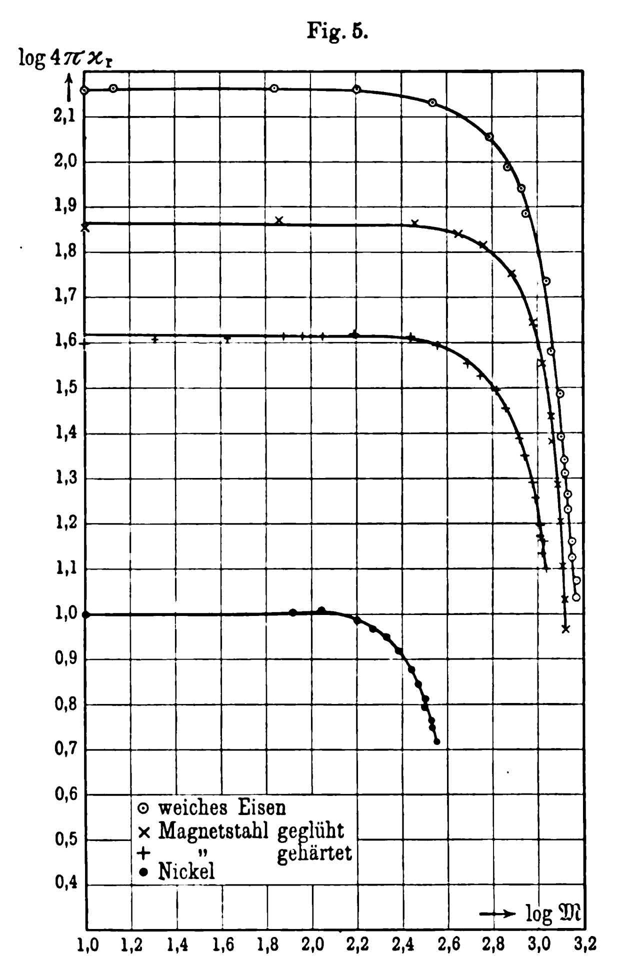
$$4\pi K_r = \mu_r - 1 = f(\mathfrak{M}).$$

Würde man μ_r als Funktion von $\mathfrak{H}$ aufgetragen haben, so lägen die Verhältnisse wesentlich verwickelter, von einer Unabhängig-

keit von der magnetischen Vorgeschichte könnte auch nicht die Rede sein.

Trägt man weiter in ein und demselben Koordinatensystem $\log 4\pi K_r$ als Funktion von $\log \mathfrak{M}$ auf, und zwar für alle vier

Fig. 5.



untersuchten Materialien, so erhält man das Diagramm Fig. 5. Diese vier Kurven sind einander kongruent und durch Parallelverschiebung ohne Drehung zur Deckung zu bringen, wie das Zeichnen der Kurven auf Pauspapier ergab, und wie Diagramm

Fig. 6 darstellt, in dem die zur Deckung gebrachten Kurven eingetragen sind.

Aus dieser Tatsache schließen wir, daß sich entsprechende Koordinaten zweier Kurven um dieselben additiven Konstanten unterscheiden, oder, wenn wir von den Logarithmen wieder zu den Zahlen selbst übergehen, daß sich entsprechende Koordinaten

Fig. 6.

zweier Kurven um dieselben multiplikativen Konstanten unterscheiden. Oder in Formel:

$$K_r/K_0 = \varphi(\mathfrak{M}/\mathfrak{M}_0),$$

wo K_0 und $\mathfrak{M}_0$ zwei Materialkonstanten, φ eine universelle Funktion bedeuten.

Wählen wir φ so, daß die Funktion für den Argumentwert 0 gleich 1 wird, so bedeutet K_0 die Anfangssuszeptibilität, d. h. die Suszeptibilität, die für sehr kleine Magnetisierungen gültig ist, und da wir ferner aus dem Diagramm Fig. 5 sehen, daß die Kurven alle eine vertikale Asymptote besitzen, die durch $\mathfrak{M} = \mathfrak{M}_\infty$ ($\mathfrak{M}_\infty$ Sättigung) gegeben ist, so bedeutet die zweite Materialkonstante $\mathfrak{M}_0 = \mathfrak{M}_\infty$ die Sättigung.

Nennen wir das Verhältnis der reversiblen Suszeptibilität zur Anfangssuszeptibilität $K_r/K_0 = y$ die reduzierte Suszeptibilität und das Verhältnis der Magnetisierung zur Sättigung $\mathfrak{M}/\mathfrak{M}_\infty = x$ die reduzierte Magnetisierung, so ist die reduzierte Suszeptibilität eine universelle Funktion der reduzierten Magnetisierung

$$y = \varphi(x).$$

In dieser Form erinnert das gefundene Gesetz an den Satz der korrespondierenden Zustände in der Theorie der Gase, und deshalb habe ich von magnetisch korrespondierenden Zuständen gesprochen.

Über neuere Untersuchungen auf dem Gebiete der Phosphoreszenz;
von W. E. Pauli.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 82. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Königsberg am 22. September 1910.)

(Vgl. oben S. 733.)

Die Herren WINKELMANN und STRAUBEL haben kurz nach Entdeckung der Röntgenstrahlen zuerst ultraviolette Phosphoreszenz an einem Flußspatkristall beobachtet, seitdem ist noch von anderen an den verschiedensten Präparaten ultraviolette Phosphoreszenz nachgewiesen worden. Die gesamte, also auch ultrarote Phosphoreszenz (die seither noch nicht nachgewiesen worden ist) an Erdalkalisulfiden festzustellen, war das Ziel der Arbeit des Vortragenden. Die Untersuchungen an Erdalkaliphosphoren auszuführen, war deshalb von Vorteil, weil diese Präparate nach den Angaben der Herren LENARD und KLATT ständig mit denselben Eigenschaften wieder herzustellen sind; außerdem lagen durch die Untersuchungen des Herrn LENARD schon Resultate vor, die mit Hilfe der Kenntnis aller unsichtbaren Emissionsbanden Aussicht auf Erweiterung boten.

Sowohl die ultravioletten als auch die ultraroten Banden wurden mit Hilfe der Photographie festgelegt. Vor dem Spalt eines Spektrographen befand sich in einem Quarzgehäuse das Präparat, das mit Hilfe des LENARDschen Funkenphosphoroskops erregt wurde; als erregendes Licht wurde Zinkfunkenlicht benutzt. Zu den Aufnahmen der ultravioletten Banden genügte meist eine Expositionszeit von $^1/_2$ Stunde. Wesentlich umständlicher waren die Aufnahmen der ultraroten Banden, was bei den außerordentlich kleinen Energiebeträgen solcher Phosphoreszenzbanden und der relativ geringen Empfindlichkeit sensibilisierter Platten für Ultrarot verständlich ist. Durchschnittlich wurde 10 Stunden exponiert, in einigen Fällen wurde bis zu 30- und 50 stündiger Exposition gegangen. Sensibilisiert wurde mit Dicyanin,

das bis etwa 950 $\mu\mu$ sensibilisiert. Zu bemerken ist allerdings, daß das Empfindlichkeitsbereich auch etwas von der Art der Herstellung der Platten abhängt (z. B. Trocknen). — Es ergab sich folgendes:

Die zahlreichsten ultravioletten Banden zeigten die Ca-Phosphore, weniger die Sr-Phosphore, während die Ba-Phosphore gar keine zeigten. Sehr weit ins Ultraviolett gehen die Banden im allgemeinen nicht, sie liegen alle oberhalb 300 $\mu\mu$. Die Emission ultravioletter Banden, d. h. deren spektrale Lage, ist unabhängig von der Art der Erregung des Phosphors. Manche Präparate zeigten jedoch eine neue Erscheinung, wenn sie sehr intensiv mit Kathodenstrahlen erregt wurden: sie emittieren momentan ein äußerst weit ins Ultraviolett gehendes Licht, bis zu 200 $\mu\mu$. Besonders auffallend war diese Erscheinung an einem Ca Cu K-Phosphor. — Ultrarote Phosphoreszenz ist eine relativ seltene Erscheinung, sie konnte an nur vier Präparaten nachgewiesen werden. Die am weitesten ins Ultrarot gehende Phosphoreszenz zeigte ein Ca Ni Fl-Phosphor, nämlich bis 915 $\mu\mu$.

Da jeder der beiden Strahlenarten, den ultravioletten und ultraroten, eine spezifische Wirkung auf Phosphoreszenz zukommt (nämlich diesen eine „auslöschende“, jenen eine stark erregende Wirkung), so ist es natürlich, daß eine sichtbare Bande, die in demselben Präparat gleichzeitig mit einer unsichtbaren besteht, von letzterer wesentlich beeinflußt werden muß. Die auslöschende Wirkung des Ultrarots besteht bekanntlich darin, daß ein erregter Phosphor im Augenblick des Auftreffens ultraroter Strahlen hell aufleuchtet und danach rasch dunkel wird. Es zeigte sich denn auch, daß alle Phosphore, die eine sichtbare Bande besitzen und zugleich eine ultrarote, außerordentlich rasch abklingen, während sie im ersten Moment nach der Erregung hell aufleuchten. Fällt dagegen eine ultraviolette Bande in das Erregungsgebiet einer gleichzeitig bestehenden sichtbaren Bande, so muß die Energie der ultravioletten Bande die sichtbare Bande zu erregen imstande sein; das Bestehen einer ultravioletten Bande wird also den Erfolg haben, daß die sichtbare Bande recht langsam abklingt. So wird man auch mit Hilfe der Kenntnis aller unsichtbaren Banden das Abklingen einer sichtbaren Bande einwandfrei studieren können. Denn mißt man die Abklingungskonstante einer

sichtbaren Bande und sind in demselben Präparat auch noch unsichtbare Banden vorhanden, so mißt man in Wirklichkeit nicht das Verhalten einer, sondern das von zwei oder drei Banden. Schon BECQUEREL hatte versucht, das Abklingen von leuchtenden Präparaten quantitativ zu verfolgen; er gelangte aber zu keinem Resultat, weil er die gesamte Emission des Präparates untersuchte und nicht diejenige einer Bande.

Die gefundenen unsichtbaren Banden eignen sich nun dazu, die Ansicht des Herrn LENARD nachzuprüfen, welcher sich die auffällige Bandenverschiebung, die Phosphore mit demselben Schwermetallzusatz in den Sulfiden CaS, SrS, BaS in der genannten Reihenfolge nach dem roten Ende des Spektrums zu zeigen, so erklärt: Das Metallatom ist als elektrischer Oszillator anzusehen, dessen Schwingungsdauer gleich

$$T = \pi \sqrt{L . C}$$

ist (L = Selbstinduktion, C = Kapazität).

Bringt man diesen Oszillator in Medien von verschiedener Dielektrizitätskonstante, so ändert sich seine Kapazität, während L ungeändert bleibt; man sieht, daß die Wellenlänge λ der Bande proportional $\sqrt{D}$ des Sulfids sein muß (denn das Sulfid ist das Medium, in dem das Metallatom eingebettet ist). Oder: Für analoge Banden desselben Phosphoreszenzerregers (Schwermetallatom) in den drei Sulfiden muß sein:

$$\frac{\lambda}{\sqrt{D}} = \text{const.} \qquad 1)$$

Dieser Gleichmäßigkeit genügten in der Tat fast alle im sichtbaren Gebiet gefundenen Banden; auch die gefundenen unsichtbaren Emissionsbanden gehorchen sämtlich der Gleichung 1), so daß also die Ansicht des Herrn LENARD dadurch wesentlich gestützt wird. Dieselbe Gesetzmäßigkeit in bezug auf analoge Banden zeigt sich — nach Herrn LENARD — auch für die Erregungsverteilung analoger Banden, die ja auch Eigenschwingungsdauern der Zentren darstellen. Hier ist die Proportionalität zwischen Wellenlänge und Wurzel aus der Dielektrizitätskonstanten im Durchschnitt noch schärfer als bei den Emissionsbanden. In dieser Tatsache sieht Herr LENARD eine Stütze für seine Auffassung, daß zwischen lichtelektrischen und Emissions-Elektronen

bei dem Vorgang der Phosphoreszenz wohl zu unterscheiden sei; denn beide Arten von Elektronen werden von der Dielektrizitätskonstante des Sulfids verschieden stark beeinflußt.

Durch viele Präparationsversuche gelang es, je einen Phosphor so darzustellen, daß er nur ultraviolettes oder nur ultrarotes Licht aussendet. Die Zusammensetzung dieser Präparate ist:

U-Violett: 2 g CaS; 0,1 g K_2SO_4; 0,0002 g Ag.

U-Rot: 3 g SrS; 0,07 g $CaFl_2$; 0,07 g K_2SO_4; 0,000 06 g Ni.

Versuche zur Prüfung des Wien-Planckschen Strahlungsgesetzes im Bereich kleiner Wellenlängen;

von E. Baisch.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 82. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Königsberg am 22. Sept. 1910.)

(Vgl. oben S. 734.)

In den vergangenen Jahren habe ich auf Veranlassung von Herrn Geheimrat W. WIEN Versuche angestellt, bei denen ich das Ziel vor Augen hatte, eine Methode auszubilden, mit deren Hilfe es möglich ist, das Strahlungsgesetz des schwarzen Körpers in Wellenlängengebieten zu prüfen, die im Violett und Ultraviolett liegen.

Eine Prüfung dieses Gesetzes ist möglich durch Untersuchung der Isochromaten.

Nach dem Gesetz von PLANCK, welches in den Gebieten von kleinem λT die Form des WIENschen

$$E = \frac{c_1}{\lambda^5} \frac{1}{e^{c_2/\lambda T}}$$

annimmt, müssen die Kurven, die man gewinnt, wenn man für konstantes λ als Abszisse die reziproke Temperatur, als Ordinate den $\log E$ aufträgt, einen linearen Verlauf zeigen, da

$$\ln E_1 - \ln E_2 = \frac{c_2}{\lambda}\left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}\right)$$

aus obiger Formel folgt.

Ich habe demnach — wie es schon PASCHEN im Bereich längerer Wellenlängen getan hat[1]) — die Strahlungsintensität bestimmter Wellenlängen bei verschiedenen Temperaturen miteinander verglichen.

Dabei verfuhr ich folgendermaßen. Eine Lichtquelle — 2 Osramlampen zu je 100 HK — auf einer großen Photometerbank verschiebbar angeordnet, sandte ihr Licht auf eine Gipsfläche. Der Abstand der Lampen von der Platte war variabel, und die Abhängigkeit der Helligkeit der Gipsfläche von der Stellung der Lampen auf der Photometerbank war im weißen

---

[1]) Berl. Ber. 1899, S. 5.

Lichte mit Hilfe eines rotierenden Sektors durch ein LUMMER-BRODHUNsches Photometer photometriert. Damit war für jede Wellenlänge eine Intensitätsskala geschaffen, mit der man die Strahlungsintensitäten des schwarzen Körpers bei verschiedenen Temperaturen vergleichen konnte, um dessen Strahlung bei diesen Temperaturen unter sich zu vergleichen.

Dieser Vergleich der Strahlung des schwarzen Körpers mit der Helligkeit der Gipsplatte erfolgte photographisch, und zwar auf der Erfahrung begründet, daß gleiche Intensitäten bestimmter Wellenlängen bei gleicher Expositionsdauer die gleiche Schwärzung auf einer photographischen Platte hervorbringen.

Der schwarze Körper war dargestellt durch einen HERÄUS-Ofen, in dem sich ein Pt-Zylinder mit einem Boden und einer Blende befand. Die Temperaturbestimmung erfolgte durch Messung der elektromotorischen Kraft eines Pt—Pt Rh-Thermoelementes mit einem dazugehörigen Voltmeter, das mit einer Temperaturskala versehen war und 1° zu schätzen gestattete. Das Thermoelement war mit einem von der Reichsanstalt geeichten verglichen.

Die spektrale Zerlegung erfolgte in beiden Fällen durch einen Quarzspektrographen. Die photographische Platte konnte in einem Rahmen senkrecht zur Ausdehnung der Spektren bewegt und so eine Reihe von Spektren aufgenommen werden. Die Bestimmung der Wellenlänge erfolgte durch Aufnahme des Hg-Spektrums an den beiden Rändern jeder Platte. Entsprechende Linien wurden durch einen feinen Riß miteinander verbunden und auf diese Weise auf den zwischen den Hg-Spektren liegenden kontinuierlichen Spektren Stellen gleicher Wellenlänge mit genügender Genauigkeit gekennzeichnet.

Es wäre nun prinzipiell das richtige gewesen, vom schwarzen Körper bei verschiedenen Temperaturen eine Aufnahme zu machen und dann auf der Photometerbank diejenigen Stellungen der Osramlampen durch Probieren zu ermitteln, die bei derselben Expositionszeit für die zu untersuchende Wellenlänge dieselbe Schwärzung geben.

Da dies Verfahren zu umständlich gewesen wäre, verfuhr ich wie folgt: Vom schwarzen Körper wurde eine Reihe von vier Spektren aufgenommen, alle von derselben Expositionszeit, die Temperaturen von 10 zu 10° ansteigend. Dann erhielt ich auf

eine noch zu beschreibende Weise eine Anzahl Temperaturen und die dazugehörigen Schwärzungen für diese bestimmte Expositionszeit.

Eine Reihe von fünf Spektren der Osramlampen, auch alle bei derselben Expositionszeit, aber bei verschiedenen Stellungen der Lampen auf der Photometerbank aufgenommen, gab mir einer Reihe von Intensitäten entsprechende Schwärzung. Durch graphische Interpolation, die noch näher beschrieben wird, wurden dann die Intensitäten gefunden, die dieselbe Schwärzung hervorbrachten, wie der schwarze Körper einer bestimmten Temperatur. Das Ganze wurde für ein höheres Temperaturbereich mit entsprechend kürzeren Expositionszeiten wiederholt.

Um diese 18 Spektren auf eine Platte zu bringen, wurde der Teil der Spektren, der nicht zur Messung herangezogen wurde, abgedeckt, und somit Platz gewonnen, der durch Umdrehen der Platte in der Kassette ausgenutzt werden konnte.

Die Lampen wurden während der 10 Expositionen von einer Akkumulatorenbatterie gespeist, wobei die Stromstärke der Lampen auf weniger als 0,01 Proz. konstant gehalten wurde. Das geschah durch geeignetes Aus- und Einschalten von Widerstand in den Lampenkreis, während die Stromstärke durch Kompensation gemessen wurde. Der angegebenen Stromschwankung entspricht nach meinen Messungen eine Intensitätsschwankung von weniger als 0,09 Proz. der gesamten Lichtintensität der Osramlampen.

Die Temperatur des Ofens wurde während der Expositionen von fünf zu fünf Minuten abgelesen und gegebenenfalls der Heizstrom reguliert. Über die Konstanz der Temperatur ist zu bemerken, daß Schwankungen von $\pm 2^{0}$ um den beobachteten Mittelwert zu großen Seltenheiten gehörten.

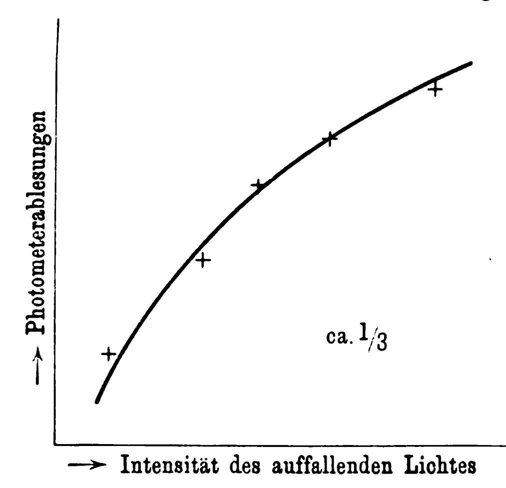
Als Plattenmaterial verwendete ich meist SCHLEUSSNER-Platten. Entwickelt wurde mit Brenzkatechin, wobei ich äußerst klare Platten erhielt.

Die Schwärzung der Platten wurde dann in jedem Spektrum bei zwei benachbart liegenden Wellenlängen mit einem HARTMANNschen Mikrophotometer gemessen.

Die Resultate für die Spektren der Osramlampen wurden dann derart zu Kurven geordnet, daß die Photometerablesungen der Spektren gleicher Expositionszeit als Ordinaten, die Helligkeiten der Gipsplatte als Abszissen aufgetragen wurden. Die so

erhaltenen Kurven hatten das Aussehen der Figur, wobei die Abweichungen der einzelnen Punkte von der durchgelegten Kurve kleiner als ± 2,5 Proz. der Intensität waren.

Die Spektra des schwarzen Körpers wurden analog angeordnet, indem als Abszissen die Temperaturen aufgetragen wurden. Die auftretenden Abweichungen waren in Intensitäten umgerechnet stets kleiner als ± 2,5 Proz.



Der ganzen Methode kommt also ungefähr eine Unsicherheit von ± 6 Proz. zu, wenn man die Fehler bei der Temperaturmessung und Wellenlängenbestimmung hinzunimmt.

Aus den Kurven des schwarzen Körpers wurde dann eine Reihe von Punkten herausgegriffen und die diesen Schwärzungen entsprechenden Intensitäten auf den Kurven der Osramlampen graphisch interpoliert.

So erhielt ich Serien von Intensitätsverhältnissen, aus denen ich die Konstante c_2 berechnen konnte.

Da die Genauigkeit der Messungen dem Temperaturintervall, zwischen dem das Verhältnis gebildet wurde, proportional ist, so wurde bei der Mittelbildung der c_2 dieses Intervall als Gewicht eingeführt.

In der Tabelle, welche die Gesamtresultate enthält, sind die Wellenlängen in Ångström-Einheiten, die Temperaturen in absolutem Maß angegeben. PASCHEN[1]) findet für c_2 den Wert 1444.

Bereich der Wellenlänge	Bereich der Temperatur	c_2 . . .	Bereich der Wellenlänge	Bereich der Temperatur	c_2 . . .
4965/4920	1195/1333	1523	3595/3575	1383/1488	1483
4465/4439	1268/1373	1485	3358/3340	1395/1495	1488

[1]) l. c., S. 10.

Strömungserscheinungen von Wasser in rauhwandigen Kapillaren innerhalb eines grofsen Bereiches von Strömungsgeschwindigkeiten;

von Eberhard Schnetzler.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 82. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Königsberg am 22. September 1910.)

(Vgl. oben S. 734.)

Die ersten quantitativen Untersuchungen über die Gesetze, nach denen Wasser durch enge Röhren fließt, hat POISEUILLE angestellt. Er stellte folgende Beziehung auf:

$$V = \frac{\pi (p_a - p_e) . r^4}{8 \eta l},$$

wobei ist: V das Volumen Wasser, das in der Zeiteinheit ausfließt, $(p_a - p_e)$ der Druckunterschied zwischen dem Anfangs- und dem Endpunkt der Röhre, η der Reibungskoeffizient des Wassers, l die Länge der Röhre und $2r$ deren lichte Weite. Es ist also die in der Zeiteinheit ausfließende Wassermenge umgekehrt proportional dem inneren Reibungskoeffizienten des Wassers und der Länge der Kapillare, direkt proportional dem treibenden Druck und der vierten Potenz des Halbmessers der Röhre.

Der Gültigkeitsbereich dieses Gesetzes ist jedoch beschränkt. O. REYNOLDS wies (um 1890) experimentell und theoretisch nach, daß die Gültigkeit des POISEUILLEschen Gesetzes bei einer bestimmten Strömungsgeschwindigkeit, der kritischen Geschwindigkeit, aufhörte. Während bei geringeren Geschwindigkeiten die Wasserteilchen sich alle parallel zur Kapillarenachse fortbewegen, treten, sobald die kritische Geschwindigkeit erreicht wird, Wirbel auf, die die Änderung des bis dahin gültigen Strömungsgesetzes verursachen. Für die kritische Stelle fand REYNOLDS folgenden Ausdruck:

$$K = \frac{s . r . U}{\eta},$$

wobei K eine Konstante ist, deren Wert zwischen 1900 und 2000 liegt; s ist die Dichte des Wassers, U die mittlere Stromgeschwindigkeit, sonst wie oben.

Neuere Untersuchungen, die W. Ruckes in Würzburg bei Geh. Rat W. Wien gemacht hat, haben gezeigt, daß auch Gase nach genau den gleichen Gesetzen in engen Röhren strömen wie Wasser, auch die Reynoldssche Konstante behält den gleichen Wert, aber nur — und das war das Auffällige — bei der Benutzung von Glaskapillaren. Bei Anwendung von Metallkapillaren stellte sich schon bei viel geringeren Geschwindigkeiten das Kriterium ein; im übrigen blieb die Beziehung die gleiche; der Wert der Konstanten K ergab sich zu 400 bis 500.

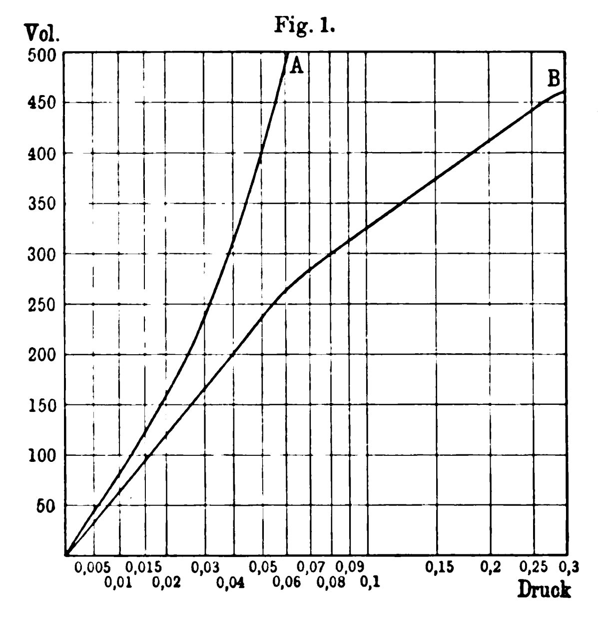
Die Ursache dieser eigenartigen Abhängigkeit vom Kapillarenmaterial schien in dem Unterschiede der Wandbeschaffenheit zu liegen und sollte nun zunächst genauer für Wasserströmung untersucht werden.

Die Vorversuche ergaben die Notwendigkeit, die Untersuchungen innerhalb eines sehr großen Gebietes von Stromgeschwindigkeiten auszuführen. Um die großen Geschwindigkeiten zu erreichen, waren sehr hohe Drucke und entsprechend ausgedehnte Anlagen erforderlich. Die experimentellen Hauptschwierigkeiten und deren Beseitigung seien hier kurz erwähnt. Das Wasser wurde durch einen regulierbaren Zufluß von komprimierter Luft durch die Kapillaren getrieben; das unter hohem Druck stehende Wasser absorbierte so viel Luft, daß es für die Untersuchungen nicht zu gebrauchen war; es wurden deshalb mehrere Kohlensäureflaschen hintereinandergeschaltet, die gleichzeitig das Wasserreservoir bildeten und infolge ihres verhältnismäßig kleinen Durchmessers verhinderten, daß die Luftabsorption allzu rasch von der hintersten in die vorderen vorschreite. Das Wiederfüllen der Flaschen erfolgte durch Absaugen der Luft, wodurch das Wasser auch gleichzeitig luftfrei wurde. Die Druckmessung erfolgte von 0 bis 0,3 Atm. mit einem Wassersteigrohr, bis 3 Atm. in einem Hg-Manometer, bis 30 Atm. in einem geschlossenen Wassermanometer, bis 250 Atm. mit einem Metallrohrmanometer. Die Hauptschwierigkeit lag in der Herstellung rauhwandiger Kapillaren. Glaskapillaren mit Flußsäure zu ätzen, gelang nach sehr vielen, vergeblichen Versuchen nur bei einem

verhältnismäßig kurzen und weiten Rohr, mit dem aber Messungen ausgeführt wurden. Alle anderen Kapillaren wurden folgendermaßen hergestellt: Auf einen Stahldraht wurde Kupferdraht in eng aneinanderliegenden Windungen aufgedreht, der Stahldraht herausgezogen, das so entstandene Spiralrohr mit Leinwand umwickelt und in ein Messingrohr gesteckt.

Die wesentlichsten Ergebnisse der Untersuchungen sind in den Kurven zusammengestellt, die als die charakteristischsten aus einer großen Anzahl ähnlicher herausgegriffen sind.

Fig. 1.

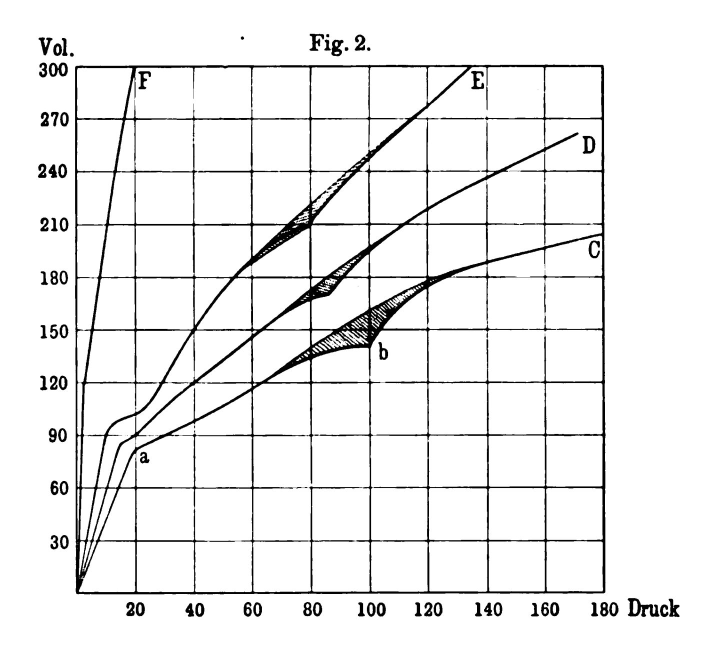


Die Glaskapillare mit ihren starken, unregelmäßigen Rauhigkeiten hatte auf die Strömung einen bemerkenswerten Einfluß, der sie von den Spiralrohren wesentlich unterschied: das POISEUILLEsche Gesetz gilt auch bei den allerkleinsten Geschwindigkeiten nicht; in Fig. 1 stellt die Linie *A* die POISEUILLEsche Strömung für eine Röhre des gleichen Durchmessers dar, *B* die Strömung in der geätzten Glaskapillare. Als Abszisse ist der Logarithmus des Druckes, als Ordinate das auf die Zeiteinheit bezogene Volumen aufgetragen. Im Gegensatz hierzu stimmt bei den Spiralrohren bei kleinen Geschwindigkeiten das POISEUILLEsche

Gesetz sehr gut; auch die REYNOLDSsche Strömung, die bei der Glaskapillare nicht festzustellen war, tritt hier deutlich hervor, freilich schon bei viel kleineren Geschwindigkeiten. Der Wert der Konstanten K schwankt bei den verschiedenen Kapillaren zwischen 50 und 1200.

In Fig. 2 sehen wir die Druck—Volumenkurve von vier nur in der Länge verschiedenen Kapillaren. Betrachten wir die Kurve C, so sehen wir bei a einen deutlichen Knick; diese Stelle entspricht dem REYNOLDSschen kritischen Punkt. Ein zweiter kritischer

Fig. 2.



Punkt ist an der Stelle b zu erkennen. Das Volumen fängt an, bei steigendem Druck sich asymptotisch einem konstanten Werte zu nähern und schlägt dann an einer bestimmten Stelle wieder in eine starke Zunahme um, kehrt aber bald in den alten Kurvenverlauf zurück. Diese Stelle ist, ähnlich wie die Stelle a, ein labiles Gebiet, was durch die Schraffur angedeutet ist. Die Ausdehnung dieses labilen Gebietes nimmt deutlich mit der Länge der Kapillare ab, um bei sehr kurzen Kapillaren ganz zu verschwinden. Die Dimensionen dieser Röhre sind: innerer Durch-

messer 0,8 mm, Länge $C = 224$, $D = 114$, $E = 72$ und $F = 9$ cm, Rauhigkeitsgröße etwa 0,05 mm.

Eine größere Anzahl von Untersuchungen mit Kapillaren von gleichem Durchmesser und verschiedener Rauhigkeitsgröße, ferner mit gleicher Rauhigkeit und verschiedenem Durchmesser ließen nichts Erwähnenswertes erkennen; es zeigte sich nur immer, daß jener zweite Knick in der Druck—Volumenkurve um so deutlicher hervortrat, je länger das Rohr war.

Ferner sei noch erwähnt, daß bei einer Kapillare noch ein dritter Knick gefunden wurde, über den hinaus aber leider keine Messungen mehr gemacht werden konnten, weil die Anlage eine weitere Steigerung des Druckes (250 kg/cm²) nicht mehr zuließ. Die maximale Stromgeschwindigkeit hatte an dieser Stelle etwa 300 m pro Sekunde erreicht.

Von der Stelle der REYNOLDSschen kritischen Geschwindigkeit an weicht die Druck—Volumenkurve, von den labilen Stellen oder lokalen Knicken abgesehen, nicht sehr erheblich von einer Geraden ab. Diese neuen kritischen Stellen sind also nicht, wie das bei dem REYNOLDSschen Punkte der Fall ist, Ausgangspunkte für eine andere Strömungsform, sondern Stellen, an denen der Wasserstrom gewissermaßen um eine Gleichgewichtsform herumpendelt; bei größeren Geschwindigkeiten tritt dann der erste stabile Zustand wieder ein.

Messungen der Druckverteilung über die Länge der Kapillare haben ergeben, daß die stärkste Druckabnahme im Endstück liegt; bei Röhren über 100 cm Länge zeigte sich das hauptsächlichste Druckgefälle auf einer etwa 10 bis 15 Proz. der Gesamtlänge betragenden Endstrecke.

Elektrische Leitfähigkeit und thermoelektrische Kraft Heuslerscher Legierungen;
von F. A. Schulze.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 82. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Königsberg am 22. September 1910.)

(Vgl. oben S. 734.)

Zur Aufklärung der Ursachen der merkwürdigen von F. HEUSLER entdeckten Erscheinung des Ferromagnetismus gewisser Legierungen aus an und für sich nicht ferromagnetischen Komponenten wird es nützlich sein, außer den magnetischen auch andere physikalische Eigenschaften dieser Legierungen zu untersuchen[1]). Im folgenden soll kurz über einige Messungen der elektrischen Leitfähigkeit und der thermoelektrischen Kraft berichtet werden, die ich an derselben Legierung ausgeführt habe, deren magnetische Eigenschaften gleichzeitig im hiesigen physikalischen Institut von Herrn E. TAKE eingehend untersucht werden. Die Versuchsbedingungen wurden dabei möglichst den bei den magnetischen Versuchen benutzten gleichgemacht, um einen Vergleich aller physikalischen Eigenschaften zu ermöglichen. Die Legierung, die von Herrn F. HEUSLER freundlichst zur Verfügung gestellt war, lag in Stäben von 6 bis 7 mm Durchmesser vor. Bei den vorliegenden Versuchen wurden die Stäbe in Stücke von etwa 10 bis 20 cm Länge geschnitten. Sie wurden sämtlich zunächst im elektrischen Ofen auf 600° erhitzt und dann in kaltem Wasser abgeschreckt. Zur Bestimmung der elektrischen Leitfähigkeit wurde die Methode von MATTHIESSEN und HOCKIN benutzt. (Alle Zahlen gelten für Zimmertemperatur.) Die thermoelektrische Kraft wurde gegen Kupfer gemessen, das in Drahtform angeklemmt wurde. Die eine Klemmstelle befand sich in schmelzendem Eis, die andere in Wasser von 40 bis 50°.

Die Legierungen wurden nach dem Abschrecken teils im elektrischen Ofen, teils in siedenden Flüssigkeiten bei verschiedenen Temperaturen gealtert, langsam erkalten gelassen und die elektrische Leitfähigkeit und thermoelektrische Kraft nach verschieden

[1]) Siehe F. RICHARZ, Marb. Ber. 1908, 208; ZS. anorg. Chem. **61**, 265, 1909.



langen Alterungszeiten bestimmt. Die Alterungstemperaturen waren 140°, 170°, 184°, 194°, 201°, 214°, 225°, 255°, 300°. Die qualitativen Ergebnisse waren folgende (das ausführliche Zahlenmaterial soll an anderer Stelle veröffentlicht werden):

Die elektrische Leitfähigkeit nahm mit zunehmender Alterungsdauer stets zu bis zu einem Grenzwert, der etwa das $1^1/_2$fache des Anfangswertes betrug. Im allgemeinen geschah die Umwandlung um so schneller, je höher die Alterungstemperatur war. So wurde z. B. der definitive Endwert bei 140° nach etwa 250 Stunden erreicht, bei 300° dagegen bereits nach 7 Stunden. Auffallend war jedoch eine besonders langsame Umwandlungsgeschwindigkeit bei etwa 225°; sie war hier langsamer als bei 140°.

Die thermoelektrische Kraft nahm ebenfalls bei Alterungstemperaturen unterhalb etwa 200° stets zu mit zunehmender Alterungsdauer bis fast auf das Doppelte des Anfangswertes. Die Zunahme erfolgte in ganz gleicher Weise wie diejenige der elektrischen Leitfähigkeit, so daß man bei geeigneter Wahl der Maßstäbe die beiden Kurven fast zur Deckung bringen konnte. Ein wesentlich abweichendes Verhalten ergab sich jedoch bei Temperaturen über etwa 200°. Hier nahm die thermoelektrische Kraft zunächst ab, um dann nach Erreichung eines Minimums wieder bis auf etwa das Doppelte des Anfangswertes zu steigen. Auch die thermoelektrische Kraft zeigte ein Minimum der Änderungsgeschwindigkeit bei 225°.

Es zeigen sich also hier Änderungen der elektrischen Leitfähigkeit und der thermoelektrischen Kraft mit der Alterung wie bei den magnetischen Eigenschaften. Allerdings sind die Änderungen der Permeabilität sehr viel größer. Daß Änderungen der magnetischen Eigenschaften mit solchen der elektrischen Leitfähigkeit und der thermoelektrischen Kräfte nach der Elektronentheorie verknüpft sein können, hat Herr F. Richarz schon früher vermutet und kürzlich im Zusammenhang auseinandergesetzt [1]).

Herrn E. Take danke ich auch an dieser Stelle herzlich für seine ständige freundliche tatkräftige Unterstützung. Herrn Dr. F. Heusler bin ich für die gütige Überlassung der Legierung zu großem Danke verpflichtet.

[1]) F. Richarz, l. c. und Marb. Ber. 4. Aug. 1910; Ber. f. d. intern. Kongr. Brüssel, Sept. 1910.



Einstellung und Abblendung des photographischen Objektivs;

von F. Paul Liesegang.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 82. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Königsberg am 22. September 1910.)

(Vgl. oben S. 734.)

Wenn es bei photographischen Aufnahmen mit Tiefenausdehnung gilt, die Lichtstärke des Objektivs auszunutzen und mit möglichst großer Blende zu arbeiten, so muß man das Objektiv derart einstellen, daß die Tiefenschärfe eben vom Vordergrund bis Hintergrund reicht. Als Einstellweite ergibt sich dazu aus der Linsenformel der Ausdruck $a = \frac{2\,eh}{e+h}$, wobei e die Entfernung des nächsten und h die Entfernung des fernsten Objektpunktes bedeutet. Für den Grenzfall $h = \infty$ erhält man einen einfachen Wert, nämlich $a = 2\,e$; sonst aber ist der Ausdruck für die Praxis unhandlich.

Man kommt nun zu einem bequemeren Resultat, wenn man die Auszugslängen, die den Abständen e, h und a entsprechen und welche b_e, b_h und b_a lauten mögen, vergleicht. Es zeigt sich dabei zunächst, daß der Ausdruck für b_a analog lautet, und zwar $b_a = \frac{2\,b_e b_h}{b_e + b_h}$. Daraus errechnet man ferner $\frac{b_e - b_a}{b_a - b_h} = \frac{b_e}{b_h}$. Das heißt: Um b_a und damit die Objektiveinstellung zu erhalten, müssen wir die Strecke $b_e - b_h$, die als „konjugierte Tiefe“ bezeichnet werden mag, im Verhältnis der Auszüge b_e und b_h teilen. b_e und b_h werden dazu durch Scharfeinstellung auf den nächsten und fernsten Objektpunkt gewonnen. Der Ausdruck lehrt uns ferner, daß die Objektiveinstellung stets näher zur Einstellmarke des fernsten Objektpunktes liegt.

Wir können auch schreiben: $\frac{b_e - b_a}{b_a - b_h} = \frac{e(h-f)}{h(e-f)}$. Wenn wir uns nun auf solche Fälle beschränken, wo die Brennweite (f) im Vergleich zum Objektabstand klein ist, wie es bei Draußen-

aufnahmen meistens zutrifft, so ist annähernd $\frac{h-f}{e-f}=\frac{h}{e}$ und $\frac{b_e-b_a}{b_a-b_h}=1$ oder auch $b_a={}^1/_2(b_e+b_h)$. Daraus leitet sich die Regel her: Man stellt die Mattscheibe scharf ein auf den nächsten und dann auf den fernsten Gegenstand, markiert in beiden Fällen den Auszug und nimmt zur Aufnahme die Mitte zwischen den beiden Marken. Beim Arbeiten ohne Mattscheibe schätzt oder bestimmt man die Entfernung von Vorder- und Hintergrund und stellt dann das Objektiv ein auf die Mitte zwischen den beiden Marken, die auf der Skala diesen Entfernungen entsprechen.

Der Fehler, der diesem letzteren Verfahren anhaftet, erweist sich bei einer bestimmten Einstellweite a als ein Maximum für den Grenzfall $h=\infty$. Er ist alsdann $\varphi=-\frac{f}{(n-1)(n-2)}$ $=-\frac{b_a-f}{n-2}$, wobei $n=\frac{a}{f}$. Die Strecke b_a-f ergibt sich in der Praxis beim Einstellen. Wenn die Tiefe (bei gleichem a) eine geringere wird, so nimmt der Fehler ab, und zwar annähernd mit dem Quadrat der konjugierten Tiefe (b_e-b_h). Für eine Einstellweite $a=3$ m und eine Brennweite $f=12$ cm ergibt sich in dem Falle, daß die Tiefe von $\frac{a}{2}=1{}^1/_2$ m bis ∞ reicht, ein Fehler von ${}^1/_5$ mm. Geht unter sonst gleichen Verhältnissen die Tiefe von 2 bis 6 m, so ist der Fehler ${}^1/_{20}$ mm; für eine Brennweite von 20 cm beträgt er in letzterem Falle etwa ${}^1/_4$ mm.

Es kommt nun die Frage: Wie weit muß man die Blende mindestens schließen, damit alle Teile des Bildes in genügender Schärfe herauskommen? — Der Durchmesser der Blende ist gegeben durch den Ausdruck $d=\frac{ex(a-f)}{f(a-e)}$ oder, wenn wir wiederum f gegen a vernachlässigen, $d=\frac{exa}{f(a-e)}$. Dabei bedeutet x den Durchmesser des Zerstreuungskreises, durch welchen der nächste und der fernste Objektpunkt wiedergegeben werden. Welchen Maximalwert man in der Rechnung für x einsetzen kann, ist für das betreffende Objektiv und Bildformat mit Hilfe

einiger Aufnahmen festzustellen. Wenn wir nun in den Ausdruck für d die Annäherungswerte $a = \frac{f^2}{b_a - f}$ und $e = \frac{f^2}{b_e - f}$ einsetzen, so bekommen wir $d = \frac{fx}{b_e - b_a}$ oder, da b_a das arithmetische Mittel zwischen b_e und b_h ist, $d = \frac{2fx}{b_e - b_h}$; hieraus $\frac{f}{d} = \frac{b_e - b_h}{2x}$. Dieser Ausdruck sagt uns: Für ein bestimmtes Öffnungsverhältnis ist bei gleichem x für jeden Wert von a die konjugierte Tiefe $b_e - b_h$ konstant. Wenn die in der Rechnung einzusetzende Größe von x beispielsweise zu $^1/_{20}$ mm festgestellt ist, so ergibt sich $\frac{f}{d} = 10(b_e - b_h)$. Beträgt die konjugierte Tiefe 2 mm, so

Fig. 1.

Blendenzahl $\left(\frac{f}{d}\right)$
0 6 12 18 24 30 36
∞ 12 8 6 4 3 2
Entfernung in m.

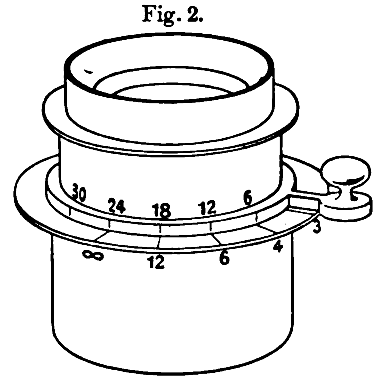
0 6 12 18 24 30 36
∞ 12 8 6 4 3 2

ist $\frac{f}{d} = 20$ und wir müssen also abblenden auf f:20. Für eine konjugierte Tiefe von 3 mm wäre eine Abblendung f:30 zu benutzen usw. Umgekehrt kann man folgern: Mit der Abblendung f:30 bekommen wir eine konjugierte Tiefe von 3 mm, welcher je nach der Einstellung des Objektivs immer ein anderer Wert der Tiefenausdehnung im Objektraume entspricht.

Auf Grund dieses Resultates läßt sich eine Art Rechenschieber herstellen, der für jede Tiefe die erforderliche Mindestabblendung anzeigt. Einer der beiden Schenkel trägt die Einstellskala mit den verschiedenen Entfernungszahlen; auf dem verschiebbaren zweiten Schenkel sind Teilstriche mit Zahlen angebracht, welche das Öffnungsverhältnis angeben (Fig. 1). Zur Feststellung dieser Teilung muß man wenigstens in einem Falle die erforderliche Mindestabblendung durch Kontrollaufnahmen bestimmen. Es sei z. B. gefunden, daß für eine Tiefe von 4 m

bis ∞ (bei Einstellung auf 8 m) eine Mindestabblendung *f*: 18 erforderlich sei; dann kommt die Blendenzahl 18 gegenüber der Entfernungszahl 4; die andere Einteilung wird entsprechend vorgenommen. Soll nun die Abblendung z. B. für eine Tiefenausdehnung festgestellt werden, die von 3 bis 12 m geht, so stellen wir die Marke 0 des „Blendensuchers" auf den Teilstrich 12 der Entfernungsskala und sehen zu, welche Zahl dem Teilstrich 3 gegenübersteht. In unserem Falle würde das 18 sein. Für eine Tiefe von 6 m bis ∞ wird 0 auf ∞ gesetzt und das Öffnungsverhältnis bei 6 gefunden. Umgekehrt gibt der Sucher an, welche Tiefenausdehnung eine bestimmte Abblendung, z. B. *f*: 12, bei beliebiger Einstellweite *a* liefert: wir brauchen nur zu beobachten, welche Entfernungszahlen den Marken 0 und 12 entsprechen, wenn wir den Blendensucher verschieben.

Fig. 2.



Der Blendensucher läßt sich mit der Einstellskala, wie sie am Laufboden der Handkameras oder an der Spezialfassung der verstellbaren Objektive angebracht ist, kombinieren. Es werden dazu die Teilstriche mit den Blendenzahlen auf den verschiebbaren Teil des Kameraauszugs bzw. auf den gegen die Entfernungsskala stoßenden drehbaren Ring gesetzt, und zwar kommt 0 auf die Marke oder Schneide, die zum Einstellen dient (Fig. 2). Das Arbeiten gestaltet sich bei dieser Anordnung folgendermaßen: Man stellt zunächst mit der Mattscheibe scharf ein auf den fernsten Gegenstand, merkt sich den an der Entfernungsskala angezeigten Teilstrich, stellt dann scharf ein auf den nächsten Gegenstand und sieht nun nach, welche Blendenzahl jetzt dem erstgefundenen Teilstrich gegenübersteht. Danach richtet man die Blende ein, während das Objektiv auf die Mitte zwischen beide Einstellungen gebracht wird. Ist die Entfernung des Hintergrundes praktisch so gut wie unendlich groß, so fällt die erste Einstellung fort, da hierfür die Marke ∞ an der Entfernungsskala gegeben ist. Beim Arbeiten ohne Mattscheibe verfährt man entsprechend, indem man von den

Entfernungsmarken ausgeht, welche den geschätzten oder bestimmten Abständen von Vorder- und Hintergrund zugehören.

Es mag noch folgende Aufgabe gestellt werden. Der Hintergrund solle, wie dies zur Erhöhung der Plastik zuweilen verlangt wird, in geringerer Schärfe erscheinen als die im Vorder- und Mittelgrund gelegenen Bildteile. Der Durchmesser des Zerstreuungskreises, welcher dem fernsten Objektpunkt entspricht, sei gleich x_1, während er für den nächsten Objektpunkt den Wert x habe. Es ergibt sich nun einmal in bezug auf den Hintergrund $x_1 = \frac{d(b_a - b_h)}{f}$ und andererseits in bezug auf den Vordergrund $x = \frac{d(b_e - b_a)}{f}$; daraus $\frac{x_1}{x} = \frac{b_a - b_h}{b_e - b_a}$. Um die Einstellung des Objektivs (b_a) zu finden, müssen wir mithin die Strecke $b_e - b_h$ im Verhältnis x_1 zu x teilen. Die Abblendung wird mittels des Blendensuchers durch die doppelte Größe der Strecke $b_e - b_a$ bestimmt. Wurde beispielsweise durch Versuchsaufnahmen $x_1 = 2x$ festgestellt, so teilt man, nachdem b_e und b_a durch Scharfeinstellung mit der Mattscheibe aufgesucht sind, die Strecke $b_e - b_h$ in drei Teile; der nach der Marke b_e gelegene Teilstrich gibt uns die Objektiveinstellung und dessen Abstand von der Marke b_h bestimmt in diesem Falle, da hier $b_a - b_h = 2(b_e - b_a)$, die Zahl am Blendensucher. In der Regel wird hierbei der Hintergrund sehr weit entfernt und also $b_h = f$ sein. Das gewonnene Resultat setzt voraus, daß f klein ist gegen den Objektabstand. Wenn wir diese Einschränkung fallen lassen, bekommen wir den Ausdruck $\frac{b_a - b_h}{b_e - b_a} = \frac{x_1 b_h}{x b_e}$.

Versuche über die Absorption der Wärmestrahlen im Projektionsapparat;
von F. Paul Liesegang.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 82. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Königsberg am 22. September 1910.)

(Vgl. oben S. 734.)

Bei Versuchen der Firma LIESEGANG über die Absorption der Wärmestrahlen im Projektionsapparat wurde von Herrn A. SCHULZE gefunden, daß ein Drahtnetz in hohem Grade die Wärmewirkung der Strahlen schwächt. Während ein Celluloidfilm, im Strahlenkegel zur kinematographischen Projektion angeordnet, wenn er ungeschützt blieb, in wenigen Sekunden in Brand geriet, hielt er nach Einschaltung eines Drahtnetzes bei einer Stromstärke von 20 Amp. einer Belichtung von $^3/_4$ Stunden stand, ohne entzündet zu werden. Gewiß hält das Drahtnetz einen großen Teil der Strahlen zurück; aber wie Versuche zeigten, ist die Wärmeabsorption erheblich größer als der Lichtverlust. Das Verfahren mag angewandt werden bei der Einstellung des Projektionsmikroskops, ferner wenn es gilt, einzelne Bilder aus einem kinematographischen Film zu zeigen; hier spielt der Lichtverlust weniger eine Rolle, da bei der regelrechten kinematographischen Vorführung durch die Verschlußscheibe auch ein Teil des Lichtes fortgenommen wird.

Interessant ist nun die Frage, worauf die starke Wärmeabsorption beruht. Um festzustellen, ob das Material von Einfluß ist, schaltete ich einen Glasraster ein — es war ein ziemlich grober Strichraster —, wobei ich fand, daß dieser in gleicher Weise wirkt. Ich möchte zu näheren Untersuchungen darüber anregen, ob die Beugung diese Erscheinung hervorruft, und inwieweit die Feinheit des Gitters eine Rolle spielt.

Eine neue Methode zur Erzeugung von Hochfrequenzströmen nach dem Prinzip der Stoßerregung;

von Br. Glatzel.

(Zweite Mitteilung.)

(Vorgelegt in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 82. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Königsberg am 22. September 1910.)

(Vgl. oben S. 735.)

In einer früheren Arbeit [1]) habe ich ein Verfahren zur Stoßerregung von Schwingungskreisen unter Verwendung von Wasserstoffunkenstrecken angegeben. Die dabei auftretende Entladungserscheinung war ihrem Aussehen nach dadurch charakterisiert, daß an den Elektroden der Funkenstrecke sich Gleitfunken und Glimmlicht ausbildeten (Entladungsform B), welche gleichzeitig das Zeichen für das Vorhandensein guter Stoßerregung waren. Ich sprach damals die Ansicht aus, daß das Auftreten dieser Entladungsform B im wesentlichen durch die Höhe der Elektrodentemperatur bestimmt und je nach Abstand und Material der Elektroden eine andere ist. Die jeweils erforderliche Höhe der Temperatur konnte ich seinerzeit durch die Größe des in der Funkenstrecke übergehenden Kurzschlußstromes J_s des Induktors einregulieren, wobei dann der Wert von J_s ein Maß für die Temperatur war. Es schien mir nun zunächst von Wichtigkeit zu sein, einmal tatsächlich den Temperaturverlauf an den Elektroden für die verschiedenen Entladungsformen vor und hinter der Umschlagszone zu messen. Ich benutzte zu diesem Zwecke ein Pyrometer von Siemens u. Halske, dessen Thermoelemente bei den ersten Versuchen an die Elektroden angelötet waren, wobei mittels einer Wippe bald das eine, bald das andere Element mit dem Instrument verbunden werden konnte. Es zeigten sich jedoch bei dieser Anordnung zwischen den verschiedenen Versuchsreihen recht erhebliche Abweichungen, welche wesentlich

---

[1]) Br. Glatzel, Verh. d. D. Phys. Ges. 12, 590—612, 1910.

geringer wurden, nachdem die Thermoelemente unten hart zusammengelötet und in eine kleine Bohrung der Elektrode hineingesteckt waren. Infolgedessen wurde diese letztere Anordnung bei allen übrigen Versuchen beibehalten. Naturgemäß gestattet diese Art der Temperaturmessung keineswegs sichere Schlüsse auf die tatsächliche Temperatur der Elektroden an der Stelle, wo die Entladung übergeht, wohl aber bietet sie, wie die Resultate zeigen werden, für die Aufklärung der hier vorliegenden Erscheinung hinreichenden Aufschluß. Die nachstehende Tabelle gibt nun eine solche Messungsreihe für Ni-Elektroden von 2 mm Durchmesser wieder.

Tabelle 1.

Erregung	J_1	T_l Grad	T_r Grad	Bemerkungen
1	3,45	75,0	135	Funke flockig.
2	4,45	97,5	165	Beginnende Gleitfunken.
3	4,75	141,0	180[1]	Umschlag in Glimmlicht.
4	1,7	186,0	183	Links reines Glimmlicht.
5	1,4	235,0	300	Reiner Ton.

Ni. 3 mm Funkenlänge. $\lambda = 980$ m.

In dieser Tabelle bedeutet J_1 die Stromstärke im Stoßkreise, T_l und T_r die Temperaturen der linken bzw. rechten Elektrode. Zur Aufladung des Hochfrequenzkreises dient ein Boasscher Resonanzinduktor, welcher mit 500 ~ Wechselstrom gespeist wurde ($C_1 = 10800$). Da bei einer derartigen Anordnung im Sekundärkreis des Induktors kein wesentlicher Kurzschlußstrom auftritt, so konnte eine Erhöhung der Elektrodentemperatur nur durch Steigerung der Zahl der Funken erzielt werden. Dementsprechend wurde die Maschine für die Beobachtung 1 am schwächsten erregt und dann bis 5 allmählich steigend. Die Bemerkungen in der letzten Rubrik der Tabelle 1 charakterisieren das Aussehen der Entladung und geben im Zusammenhang mit meinen früheren Ausführungen gleichzeitig einen Anhalt über die Güte der Stoßerregung, und zwar entspricht ein flockiger

[1]) T_r fällt beim Umschlag, um dann sofort wieder zu steigen (sehr labil).

Funke (Entladungsform A) schlechter, ein Gleit- oder Glimmlichtfunke (B) guter Stoßerregung. Aus dieser Zusammenstellung ergibt sich zunächst, daß im Augenblick des Umschlags der Entladung an beiden Elektroden ganz auffallende Temperatursprünge eintreten.

Ich stellte nun, veranlaßt durch andere Beobachtungen, den Versuch so an, daß ich bei konstanter hoher Erregung der Wechselstrommaschine die Selbstinduktion des Primärkreises von sehr kleinen zu großen Werten entsprechend einem Wellenbereich von $\lambda = 548$ bis $\lambda = 1450$ m veränderte. Tabelle 2 gibt diese Beobachtungsreihe wieder, aus der dann die Kurven $T_l = f(\lambda)$, $T_r = f(\lambda)$, $J_1 = f(\lambda)$ in Fig. 1 zusammengestellt sind.

Tabelle 2.

J_1	T_l Grad	T_r Grad	λ	Bemerkungen
4,2	87,0	60	548	Funke flockig.
3,95	112,5	84	720	" "
3,8	123,0	93	830	Beginnende Gleitfunken rechts.
2,5	81,0	147	930	Umschlag.
2,5	81,0	147	980	
1,8	105,0	147	1220	Ziemlich reines Glimmlicht.
1,2	129,0	156	1450	

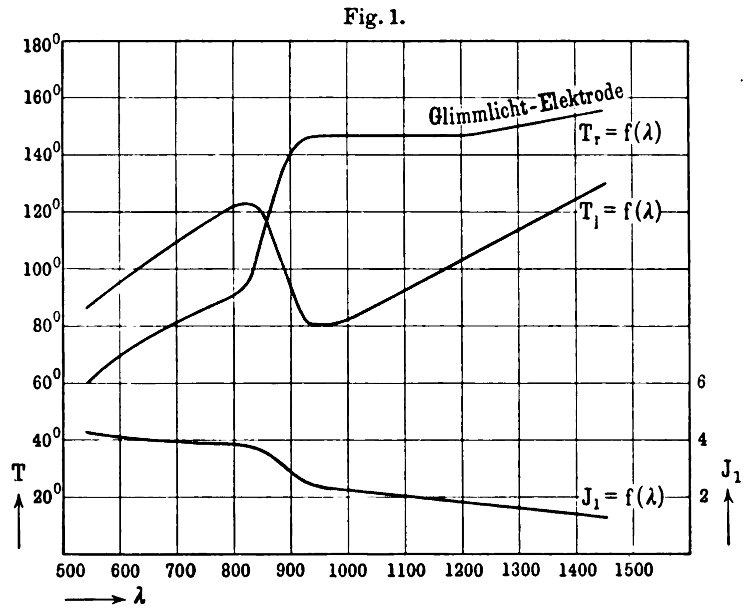
Erregung konstant, Nickelin 2 mm Durchmesser, Funkenlänge 3 mm.

Hierbei ergab sich der gleiche Verlauf der einzelnen Größen wie bei der Versuchsreihe der Tabelle 1. Auch hier ist deutlich der Umschlag in der Stromstärke J_1 in dem Augenblick zu beobachten, in welchem die Entladung in das Glimmlicht umschlägt und die Temperaturen T_l und T_r die charakteristischen Sprünge aufweisen. Ohne nun zunächst auf diese Wirkungsweise der Selbstinduktion einzugehen, möchte ich nochmals kurz den aus den Versuchen sich ergebenden charakteristischen Temperaturverlauf an den Elektroden im Zusammenhang mit dem allmählichen Auftreten des Glimmlichtes zusammenstellen.

Solange der Funke flockig ist, ist die Temperatur beider Elektroden ungefähr gleich und ziemlich niedrig. Im allgemeinen bilden sich dann bei weiterer Steigerung der Zahl der Funken oder aber der Selbstinduktion an einer der beiden Elektroden

allmählich länger werdende Gleitfunken aus, während gleichzeitig die Temperatur an dieser Elektrode höher wird. In dem Augenblick, in welchem der Umschlag ins reine Glimmlicht erfolgt, steigt die Temperatur der Glimmlichtelektrode plötzlich stark an, während die der anderen Elektrode, an welcher die Entladung noch in Form von sehr hellen glänzenden Pünktchen ansetzt, im gleichen Augenblick sinkt, um dann langsam wieder anzusteigen. Beide Elektroden erwärmen sich nun langsam weiter. Sobald die

Fig. 1.



bisher glimmlichtfreie Elektrode die Umschlagstemperatur erreicht hat, verwandelt sich auch an ihr die Entladung ins reine Glimmlicht und gleichzeitig steigt ihre Temperatur auf den Wert der anderen Elektrode. Dabei kommt es häufig vor, daß das Glimmlicht sich nicht an beiden Elektroden gleichzeitig ausbildet, sondern daß nur das Glimmlicht von der einen auf die andere Elektrode überspringt. In diesem Falle springt auch die Temperatur ganz plötzlich um, d. h. die bisherige Glimmlichtelektrode nimmt die niedrige Temperatur einer glimmlichtfreien Elektrode und umgekehrt an. Geht man mit der Erregung bzw. der Selbstinduktion wieder herunter, so sinken die Elektrodentemperaturen,

bis beim Einsetzen des reinen flockigen Funkens die Temperatur der glimmlichtfreien Elektrode wieder ansteigt, und zwar so lange, bis beide Elektroden nahezu gleiche Temperatur haben. Dieser charakteristische Verlauf der Erscheinung wiederholt sich bei allen den Metallen, welche die Glimmlichterscheinung und gute Stoßerregung geben. Metalle, welche dies nicht tun, wie z. B. Aluminium, zeigen auch den Temperaturumschlag nicht. Ebenso tritt dieser Umschlag dann nicht ein, wenn man durch die Wahl der Elektrodenform, z. B. zwei parallel einander gegenüberstehende Platten aus Ni, die Ausbildung des Glimmlichtes verhindert. Kugelelektroden dagegen gestatten wiederum das Auftreten von Glimmlicht und ergeben dementsprechend auch den Temperaturumschlag, wie ich z. B. bei einer Funkenlänge von 4 mm und Kugeln von 5 mm Durchmesser feststellte.

Im Anschluß hieran ermittelte ich, ob und wie die Umschlagstemperatur von der Funkenlänge abhängig ist. Die Tabelle 3 zeigt, daß diese Temperatur mit steigender Funkenlänge wächst. Steigert man die Erregung, so erfolgt der Umschlag bei niedrigen Werten von λ, jedoch bei annähernd den gleichen Temperaturen.

Tabelle 3.

Funkenlänge mm	Umschlags-temperatur Grad	λ mm
3	147	930
6	198	1450
9	219	2428

Nickelin 2 mm Durchmesser.

Besonders eigenartig und interessant ist nun der Temperatursprung beim Einsetzen des Glimmlichtes. Die eine Elektrode wird plötzlich sehr stark erwärmt, während im gleichen Augenblick die andere sich in entsprechendem Maße abkühlt. Man hat den Eindruck, als ob die plötzliche Wärmeaufnahme der Glimmlichtelektrode mit einer gleichen Wärmeentziehung der glimmlichtfreien Elektrode verbunden ist. Da nun aber gleichzeitig die Gesamtenergieaufnahme des Kreises J^2W sinkt, so ist diese Temperatursteigerung nur denkbar, wenn man annimmt, daß die Funkenentladung B nicht imstande ist, ebensoviel Wärme an den

Wasserstoff abzugeben wie *A*. Die Wärmeenergie wird mehr in Funken zusammengehalten und erst durch die direkte Ableitung an den Elektroden gemindert, während bei Entladung *A* auch noch durch das vorbeiströmende Gas Wärme, d. h. Energie entzogen wird. Die Wärmeüberführung zwischen den Elektroden ist bei *B* längs der Funkenbahn eine weit bessere, als die an die Umgebung, so daß also der plötzliche Mehrbedarf der Glimmlichtelektrode an Wärme beim Umschlag auf dem Wege durch die Funkenbahn von der gegenüberliegenden Elektrode aus gedeckt wird. Dabei ist die Wärmeleitfähigkeit eine so gute, daß z. B. beim Umspringen des Glimmlichtes von einer Elektrode zur anderen fast augenblicklich auch ein Umspringen der Temperatur erfolgt. Zur Erklärung dieses so gänzlich verschiedenen Verhaltens der beiden Funkenentladungen *A* und *B* in bezug auf die Wärmeleitung muß man nun jedenfalls noch ihre äußere Gestalt mit heranziehen. Die Entladung *A* ist stark flockig, ihre Oberfläche, welche für die Wärmeabgabe an die Umgebung wesentlich sein dürfte, eine verhältnismäßig große, im Gegensatz zur Entladung *B*, bei der nur ein sehr dünnes schmales Band von außerordentlich geringer Oberfläche vorhanden ist. Ob jedoch dieses der alleinige Grund ist, soll erst noch durch weitere Versuche entschieden werden. Es folgt aber auch aus diesen Beobachtungen, wie ich bereits früher angegeben habe, daß der Wirkungsgrad der Entladungsform *B* ein wesentlich besserer sein muß, als der anderer Funkenstrecken, bei denen die Wärme durch Kühlung vernichtet wird.

Es fragt sich nun, warum die Höhe der Temperatur so wichtig für gute Stoßerregung ist.

Einen Anhalt hierfür bieten die Spektralaufnahmen der beiden Entladungsformen *A* und *B*. Fig. 2[1]) stellt das Spektrum von *A*, Fig. 3 dasjenige von *B* dar. In den Funken *A* mit schlechter Löschwirkung sind die Linien des Elektrodenmaterials Ni sehr stark ausgeprägt, d. h. in der Funkenbahn befindet sich eine große Zahl von Metallteilchen. Da diese naturgemäß eine gute Leitfähigkeit der Funkenstrecke hervorrufen, so erklärt sich

[1]) Fig. 2 und 3 sind mit einem kleinen Prismenspektrographen von Franz Schmidt & Haensch in Berlin, Fig. 4, 7 und 8 mit einem Gitterspektrographen hergestellt.

hierdurch auch die beobachtete schlechte Löschwirkung. In dem Spektrum der Entladung *B* dagegen (Fig. 3) treten die Ni-Linien fast ganz gegenüber den H-Linien zurück, es sind fast keine Metallteilchen mehr in der Funkenstrecke vorhanden, die Löschwirkung ist eine gute. Hierbei muß ich noch hinzufügen, daß die Entladung nicht auf vollkommen reine Stoßerregung eingestellt war, da dann der Funke so lichtschwach wurde, daß ich mit den mir augenblicklich zur Verfügung stehenden Spektrographen zu große Expositionszeiten erhalten hätte. Da nun im allgemeinen die Entladungsform *B* sich so ausbildet, daß nur an einer Elektrode Gleitfunken und Glimmlicht auftreten, an der anderen dagegen ähnlich wie bei Entladung *A* der Funke weißliche, helleuchtende, feine Ansatzpunkte aufweist, so habe ich noch

Fig. 2.

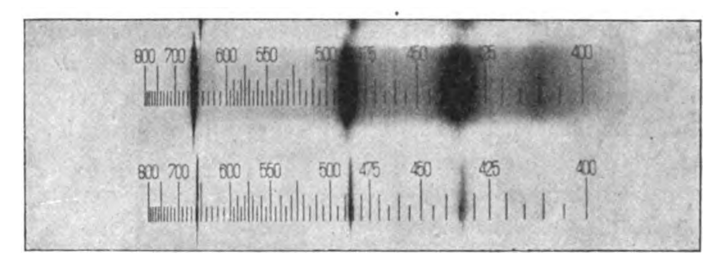


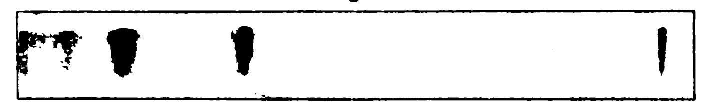
Fig. 3.

eine Spektralaufnahme (Fig. 4) derart gemacht, daß das Bild der zum Spalt parallel stehenden Funkenstrecke auf dem Spalt entworfen wurde. Der obere Teil des Spektrums entspricht dann der mit Glimmlicht bedeckten, der untere der glimmlichtfreien Elektrode.

In dem Spektrogramme erkennt man deutlich, daß in der Nähe der glimmlichtfreien Elektrode noch Metallteilchen, Ni, in großer Zahl vorhanden sind, während man in der Nähe der Glimmlichtelektrode keine Ni-Linien und somit auch keine Ni-Teilchen mehr vorfindet. Diese Erscheinung, daß an der Glimmlichtelektrode die Ni-Teilchen aus der Funkenbahn entfernt werden, möchte ich nun darauf zurückführen, daß dort eine Bindung des Ni in Form von H-Verbindungen stattfindet. Für diese Reaktion ist eine bestimmte hohe Temperatur erforderlich, welche

nach den oben mitgeteilten Versuchen nur an und in der Nähe der Glimmlichtelektrode herrscht. Tatsächlich findet man auch an dieser Elektrode je nach dem Elektrodenmaterial verschiedenfarbige graue bis braune, sehr fein pulverige Niederschläge, welche jedenfalls durch diese Verbindungen gebildet werden. Ich hoffe, hierfür durch chemische Analyse in Kürze noch den sicheren Nachweis des Vorhandenseins solcher H-Verbindungen zu erbringen [1]). Wie nun weiter aus den Messungen an Funkenstrecken verschiedener Länge folgt, ist die erforderliche Elektrodentemperatur eine um so höhere, je größer die Funkenstrecke und damit das Entladungspotential ist. Eine Erklärung hierfür kann man wohl darin finden, daß bei höherem Entladungspotential die Ni-Teilchen aus der glimmlichtfreien Elektrode mit größerer Geschwindigkeit herausgeschleudert werden. Bei dieser schnelleren Bewegung kann dann die Vereinigung mit den H-Teilchen nur

Fig. 4.



dann erfolgen, wenn die zur Verfügung stehende Wärmequelle auch schneller ihre Wärme zum Zwecke der chemischen Reaktion abgibt, was erst bei höherer Temperatur der Elektrode der Fall ist. Die für die Bildung eines Metallwasserstoffmoleküls erforderliche Wärmemenge ist dabei natürlich die gleiche, aber die für die Reaktion zur Verfügung stehende Zeit ist bei der schnelleren Bewegung der Ni-Teilchen eine geringere und infolgedessen muß auch die Wärmeübertragung schneller, d. h. mit einem größeren Temperaturgefälle von der Umgebung zu den bewegten Teilchen erfolgen. Den Beweis für die verschiedenen Geschwindigkeiten der Metallteilchen hoffe ich aus Beobachtungen am Dopplereffekt, über den ich in der nachstehenden Arbeit einige vorläufige Mitteilungen mache, erbringen zu können.

[1]) Vom Standpunkte des Chemikers wäre eine derartige Darstellungsmethode von H-Verbindungen der Metalle sehr interessant, da diese auf andere Weise nur sehr schwer und nur bei verhältnismäßig wenigen Metallen erhalten werden können. Bei längerer Betriebsdauer erzielt man leicht beträchtliche Mengen des Niederschlages.

Eine weitere Folgerung aus den hier entwickelten Anschauungen, welche ich auch tatsächlich experimentell bestätigen konnte, ist die, daß eine Kühlung der Elektroden, etwa durch Wasser, das Auftreten des Glimmlichtes und einer guten Stoßerregung verhindert oder doch wenigstens ungünstig beeinflußt. Es stimmt dies auch mit meiner bereits früher ausgesprochenen Ansicht überein, daß eine Kühlung der Elektroden bei den benutzten Funkenstrecken nur insoweit angewendet werden darf, als sie zur Abführung der überschüssig entwickelten Wärme dient.

Aus all diesen Betrachtungen und Versuchen ergibt sich nun zunächst, daß man es hier bei diesen Funkenstrecken mit einer ganz anderen Erzeugung der Löschwirkung zu tun hat, als bei den sonst verwendeten kurzen Plattenfunkenstrecken nach der WIENschen Methode. Bei diesen ist das wesentliche Moment kräftige Kühlung der Elektroden, um die entstandenen Metalldämpfe so schnell als möglich zu kondensieren; bei den von mir benutzten Funkenstrecken dagegen werden die Metallteilchen dadurch aus der Funkenbahn entfernt, daß sie in Form von nichtleitenden Wasserstoffverbindungen niedergeschlagen werden. Dementsprechend ist es auch wichtig, reinen Wasserstoff zu verwenden und nicht etwa H in Form von Kohlenwasserstoffen, wie z. B. Spiritus. Bei Anwendung des letzteren verschwindet, wie zahlreiche Versuche ergaben, die in H beobachtete günstige Wirkung der Funkenstrecken vollkommen. Ebenso ist es unzulässig, wie es bei Poulsengeneratoren geschieht, karburierten Wasserstoff oder Leuchtgas zu benutzen.

Einzelne Metalle, wie z. B. das Ag und Cu, verbinden sich nun anscheinend schwerer mit Wasserstoff als Ni. Man muß dann entweder die Geschwindigkeit der Metallteilchen herabsetzen, oder aber die Elektrodentemperatur erhöhen, um wiederum die Löschwirkung zu erhalten. Bei Anwendung eines Resonanzinduktors ist dies nun nicht immer möglich, da bei gegebener Primärspannung die Zahl der Funken zum Zweck der Temperaturerhöhung der Funkenstrecke nicht über eine gewisse Grenze, im vorliegenden Falle etwa 500 pro Sekunde, gesteigert werden kann. Liegt nun die erforderliche Elektrodentemperatur nicht unterhalb der so gegebenen Grenze, so gibt es nur die eine Möglichkeit, die Geschwindigkeit der Metallteilchen so weit als möglich herab-

zusetzen, und dazu dient die Vergrößerung der primären Selbstinduktion. So erhielt ich z. B. für Silber bei einer 3 mm langen Funkenstrecke den Umschlag bei 3230 m, während er bei derselben Funkenlänge für Ni bei 930 m eintrat. Bei Kupfer liegt der Wert schon für 2 mm Funkenlänge bei 3000 m, also für 3 mm noch höher als bei Ag. Da ich nur bis 3440 m hinauf regulieren konnte, war es mir daher nicht möglich, den entsprechenden Wert für Cu zu bestimmen, jedoch genügte es, zu wissen, daß der Wert jedenfalls noch höher liegt als bei Ag. Vergleicht man mit diesen Resultaten die früher angegebenen Werte für die zum Umschlag erforderlichen Kurzschlußstromstärken J_s bei verschiedenen Metallen, wie ich sie mit meinem Wechselstrominduktor gemessen habe, so ergibt sich genau der gleiche Zusammenhang zwischen Material und erforderlicher Temperatur, damals gemessen durch J_s. In Tabelle 4 sind diese Werte zusammengestellt.

Tabelle 4.

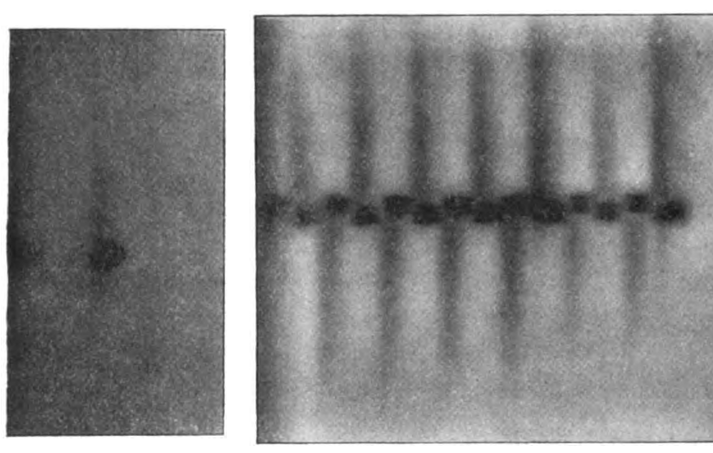
	Ni	Ag	Cu
J_s	0,033	0,065	0,082

Kann man also durch Vergrößerung der Wellenlänge bei einem Resonanzinduktor nicht zu den gewünschten Werten hinaufkommen, so ist man gezwungen, einen Wechselstromtransformator zu benutzen, bei welchem man imstande ist, jeden beliebigen Kurzschlußstrom durch geeignete Wahl der dem Transformator vorgeschalteten Drosselspulen einzustellen und auf diese Weise die erforderliche Elektrodentemperatur hervorzurufen. Überhaupt dürfte bei diesen Wasserstoffunkenstrecken die Benutzung eines Transformators das Zweckmäßigere sein, da man es dann in der Hand hat, unabhängig von der Zahl der Funken und der zur Entladung kommenden Energie die Elektrodentemperatur auf den gewünschten Wert durch geeignete Wahl von J_s einzuregulieren. Bei einer derartigen Anordnung ist dann nach den früheren Ausführungen auch die Güte der Stoßerregung nahezu unabhängig von den Konstanten des Primärkreises, z. B. der Kapazität, ein Resultat, das sich auch schon aus den früher mitgeteilten Messungen ergab.

Auf die Folgerungen, welche man aus diesem Verhalten der verschiedenen Metalle hinsichtlich ihrer chemischen Verbindungsfähigkeit mit dem H ziehen kann, möchte ich vorläufig, so interessant sie auch sind, nicht eingehen, ohne erst weitere Versuche hierüber angestellt zu haben.

Berücksichtigt man nun in der Versuchsanordnung sämtliche vorstehend geschilderten Bedingungen für die Ausbildung einer guten Stoßerregung, so kann man tatsächlich, wie es das Glimmlichtoszillogramm der Fig. 5 zeigt, den vollkommenen Stoß ver-

Fig. 5. Fig. 6.



wirklichen. Die Länge der Wasserstoffunkenstrecke betrug hierbei etwa 15 mm, einer Entladespannung von etwa 3000 Volt entsprechend, die Kapazität 1400 cm (Ölplattenkondensator) und die Wellenlänge 4900 m. Daß bei dieser Anordnung die wesentliche Dämpfung tatsächlich in der H-Funkenstrecke lag, zeigt die Vergleichsaufnahme Fig. 6 mit einer äquivalenten Luftfunkenstrecke (Zinkelektroden) unter den gleichen Versuchsbedingungen.

Die auf diese Weise erzielte Stoßwirkung ist dadurch charakterisiert, daß die Schwingung beim Durchgang durch Null im Augenblick des Wechsels der Stromrichtung [1]) abreißt, daß die Stoß-

[1]) Zu berücksichtigen ist hierbei allerdings noch, daß unterhalb der Zündspannung der GEHRCKEschen Glimmlichtröhre (etwa 400 Volt) keine

wirkung also durch eine Art Ventilwirkung zustande kommt, im Gegensatz zu den Methoden der Stoßerregung, welche mit großen Kapazitäten im Kreise der Löschfunkenstrecke arbeiten[1]). Bei diesen letzteren hat man es nicht mit einer Ventilwirkung zu tun, sondern die Energie des Primärkreises erlischt aperiodisch ohne ausgeprägte Eigenschwingung — aperiodische Stoßerregung —, jedoch nur dann, wenn man für kräftige Energieentziehung durch den gekoppelten Kreis II sorgt. — Die hierbei zur Erreichung vollkommener Aperiodizität einzuhaltenden Versuchsbedingungen sind von H. Rein ausführlich angegeben worden.

In bezug auf die Wirkungsweise der von mir benutzten Wasserstoffunkenstrecken möchte ich im Zusammenhang hiermit bemerken, daß die Löschwirkung, welche ja in einer chemischen Bindung der entstandenen Metallionen besteht, innerhalb gewisser Grenzen unabhängig von der Energieentziehung durch einen gekoppelten Sekundärkreis ist und auch beim vollständigen Fehlen eines solchen vollkommen rein erhalten werden kann, wenn nur die Temperaturverhältnisse an den Elektroden richtig gewählt sind.

Für diese Untersuchungen wurde mir wiederum von dem Kuratorium der Jagor-Stiftung eine Beihilfe gewährt. Ich erlaube mir, auch an dieser Stelle dem Kuratorium hierfür meinen Dank auszusprechen.

Aufzeichnung von Schwingungsvorgängen mehr erfolgt, so daß immerhin die Möglichkeit einer ganz schwachen Rückschwingung noch besteht.

[1]) H. Rein, Phys. ZS. 11, 591—596, 1910.

Charlottenburg, Technische Hochschule, September 1910.

Weitere Beiträge zur Frage der Löschwirkung von Wasserstoffunkenstrecken in Hochfrequenzkreisen im Zusammenhang mit optischen Erscheinungen;

von Br. Glatzel.

(Vorgelegt in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 82. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Königsberg am 22. Sept. 1910.)

(Vgl. oben S. 735.)

In der vorhergehenden Arbeit habe ich über Versuche an Wasserstoffunkenstrecken berichtet, welche interessante Zusammenhänge mit optischen Erscheinungen ergaben. Unter Zugrundelegung der dort entwickelten Anschauungen lassen sich nun eine Anzahl Folgerungen ziehen, welche vielleicht geeignet sind, den verschiedenartigen Einfluß von Kapazität und Selbstinduktion auf die Struktur von Gasspektren unter dem Einfluß von Funkenentladungen aufzuklären [1]). Im folgenden mögen einige der wichtigeren Erscheinungen an derartigen Spektren kurz besprochen werden.

1. Verbreiterung der Linien des Wasserstoffspektrums.

Fig. 2 [2]) zeigt die bereits früher mehrfach beobachtete starke Verbreiterung der H-Linien unter dem Einfluß der Funken entladung (*A*). Diese Verbreiterung ist in Fig. 3 wesentlich geringer. Bei ganz reiner Stoßerregung ist fast gar keine Unschärfe mehr zu beobachten. Im Zusammenhang mit den in beiden Fällen sich abspielenden elektrischen Vorgängen läßt sich daraus die Schlußfolgerung ziehen, daß nur dann eine Verbreiterung der H-Linien eintritt, wenn der Funke nicht stoßerregend wirkt. Daraus ergibt sich wiederum folgende Vorstellung für die Ursache der Verbreiterung: Im Falle des reinen Stoßes werden einmal in einer bestimmten Richtung Metallteilchen aus der

---

[1]) Siehe auch Kayser, Handbuch der Spektroskopie.

[2]) Die Figuren dieser und der vorhergehenden Arbeit sind durchnumeriert.

einen Elektrode herausgeschleudert, treffen auf die in der Funkenbahn befindlichen Wasserstoffmoleküle auf und versetzen sie in Schwingungen. Da die Metallteilchen sofort wieder verschwinden, so schwingen nunmehr bis zum Einsetzen der nächsten Entladung die Wasserstoffmoleküle ungestört mit ihrer Eigenschwingung weiter. Man erhält gleichsam einen elektrischen Anstoß der optischen Schwingungen. Anders dagegen liegen die Verhältnisse bei Funkenentladungen ohne Löschwirkung. Bei diesen prallen vermutlich die erregenden Metallteilchen von verschiedenen Seiten und mit verschiedener Geschwindigkeit auf die Wasserstoffmoleküle auf, so daß diese in ihren Schwingungen dauernd gestört werden. Die Folge dieses unreinen Schwingungszustandes ist dann die beobachtete Verbreiterung der Linien. Eine genauere Betrachtung der verbreiterten H-Linien zeigt nun ferner, daß in der Mitte ein stärker ausgeprägter Kern vorhanden ist, dessen Lage mit der

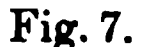
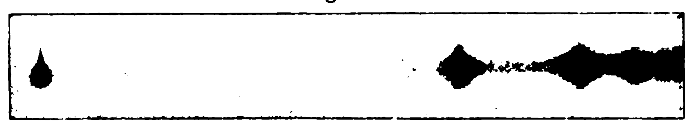


Fig. 7.



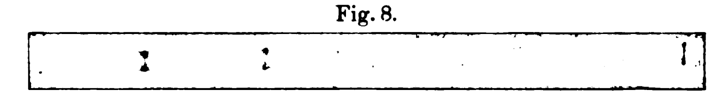
der unverbreiterten H-Linie übereinstimmt, d. h. die Eigenschwingung der H-Moleküle tritt stärker hervor als die unreinen erzwungenen Schwingungen, was ja auch von vornherein zu erwarten war. Wenn man sich ferner die quantitative Verteilung der Metallteilchen in der Funkenbahn überlegt, so wird man zu der Annahme kommen, daß die Mehrzahl sich in der Mitte bewegt, während an den Rändern des Funkens ihre Zahl wesentlich geringer ist. Macht man dementsprechend eine Spektralaufnahme derart, daß der Spalt senkrecht zum Funken steht, daß man also im Spektrum die verschiedenen Zonen der Funkenbahn übereinander erhält, so muß nach den Rändern des Spektrums hin die Verbreiterung der H-Linien abnehmen, da dort eine geringere Zahl störender Metallteilchen vorhanden ist. Fig. 7 zeigt, daß dies tatsächlich der Fall ist. Stellt man dagegen den Spalt parallel zur Funkenbahn, so muß man umgekehrt an den Rändern des Spektrums eine Verbreiterung der H-Linien, in der Mitte dagegen fast keine erhalten. In diesem Falle entsprechen nämlich die Ränder

des Spektrums denjenigen Teilen des Funkens, welche den Elektroden am nächsten liegen, wo also die Zahl der herausgeschleuderten Metallteilchen noch am größten, während sie in der Mitte infolge der seitlichen Streuung am geringsten ist. Auch dies bestätigt der Versuch an einer Funkenstrecke mit ziemlich guter Löschwirkung, wie Fig. 8 beweist. Die Richtigkeit der Annahme, daß die Zahl der Metallteilchen in der Nähe der emittierenden Elektrode am größten ist, zeigt Fig. 4, bei welcher der untere Teil des Spektrums der Umgebung der die glimmlichtfreien Ni-Teilchen emittierenden Elektrode entspricht, während der obere Teil das Ende der Funkenbahn in der Nähe der Glimmlichtelektrode darstellt.

2. Einige andere Beispiele der Beeinflussung von Gasspektren.

Auf Grund der entwickelten Anschauungen kann man sich ferner erklären, daß beim Betriebe einer evakuierten H-Ent-

Fig. 8.



ladungsröhre mit einem Funkeninduktor ohne parallel geschaltete Kapazität keine Verbreiterung der Linien auftritt. Die Entladung des Induktors entspricht nämlich in diesem Falle fast stets dem reinen Stoß, und zwar im allgemeinen dem aperiodischen. Schaltet man dagegen eine geeignete Kapazität parallel, so treten Oszillationen auf, welche die Verbreiterung der Spektrallinien hervorrufen. Auch die bekannte Wirkungsweise von eingeschalteter Selbstinduktion auf das Aussehen der Spektren läßt sich nach den Ausführungen in der vorhergehenden Arbeit analog erklären. Aus der großen Fülle der auf dem Gebiet der Beeinflussung von Spektren durch die Entladungsart vorliegenden Arbeiten will ich nun noch kurz zwei erwähnen. Zunächst Versuche von STEARN und LEE[1]). Diese schalteten zwei H-Funkenstrecken hintereinander. In einer derselben konnte der Druck beliebig variiert werden, und es gelang ihnen dadurch, jeden beliebigen Grad der

[1]) C. H. STEARN and G. H. LEE, On the expansion of the F-Line of the hydrogen spectrum; Proc. Lit. and Phil. Soc. Liverpool 28, 325—333, 1874.

Unschärfe in den H-Linien zu erzielen. Bei einer derartigen Anordnung wirkt nun die eine Entladungsröhre, in welcher der Druck verändert wird, gleichsam als Löschröhre in der Weise, wie sie kürzlich M. WIEN [1]) zur Stoßerregung benutzt hat. Diese Löschwirkung ist aber wesentlich abhängig vom Vakuum, und eine Änderung des Vakuums ergibt sofort eine Änderung der Löschwirkung und damit der sich ausbildenden Oszillationen. Da die Löschwirkung bei hohem Druck eine schlechte ist und mit abnehmendem Druck sich bessert, so muß die Verbreiterung der Linien zunächst eine große sein und dann allmählich geringer werden, was tatsächlich auch die Beobachtungen von STEARN und LEE ergaben.

Eine weitere Bestätigung der gegebenen Auffassung bilden Versuche von SALET [2]). Dieser wies nach, daß man auch bei Atmosphärendruck die Verbreiterung der H-Linien unter dem Einfluß einer Funkenentladung dadurch beseitigen kann, daß man die Elektroden außerordentlich nahe aneinanderrückt. In diesem Falle hat man es dann aber wiederum mit Stoßerregung zu tun, welche bei sehr kurzen Funkenstrecken in besonders günstiger Weise auftritt. Zusammengefaßt ergibt sich aus diesen Betrachtungen, daß man reine Gasspektren dann erhalten wird, wenn man elektrisch-optische Stoßerregung anwendet. Endlich möchte ich noch bemerken, daß ich auch in Ni-Stickstoffspektren ähnliche Verbreiterungserscheinungen wie in den Ni-(H-)Spektren nachweisen konnte, über welche ich später berichten werde.

Eine weitere ebenso wichtige wie interessante Folgerung läßt sich aus den beschriebenen elektrisch-optischen Vorgängen ziehen. Im Falle reiner Stoßerregung (B) war angenommen, und die Versuche an Wasserstoffspektren bestätigten auch diese Auffassung, daß die Metallteilchen mit großer Geschwindigkeit aus der einen Elektrode herausgeschleudert werden. Beobachtet man daher einmal senkrecht, einmal in Richtung der Funkenbahn, so muß sich im Spektrum des Elektrodenmaterials, Ni, eine Verschiebung der Linien feststellen lassen. Um hierbei stets die gleiche Flugrichtung der Ni-Teilchen zu erhalten, empfiehlt es sich, die

[1]) M. WIEN, Phys. ZS. 11, 76, 1910.

[2]) G. SALET, Sur les spectres des métalloides; Ann. chim. et phys. (4) 28, 5—71, 1873.

Funkenstrecke unsymmetrisch zu gestalten, etwa Stift und durchbohrte Platte zu wählen. Hat man keine ganz reine Stoßerregung, wie ich sie mit Rücksicht auf die geringe Helligkeit des Gitterspektrographen bei meinen bisherigen Versuchen anwenden mußte, so werden Metallteilchen sowohl in der einen wie in der anderen Richtung fortgeschleudert. Jedoch wird dabei stets die eine Richtung überwiegen, so daß man auch in diesem Falle, wenn auch in geringerem Maße, den Dopplereffekt in Form von einseitiger Verbreiterung der Ni-Linien erhalten muß. Den sicheren Nachweis des Vorhandenseins des Dopplereffekts konnte ich nun leider mit dem mir zur Verfügung stehenden Gitterspektrographen noch nicht erbringen, da die zu erwartenden Verschiebungen in den Spektrogrammen zu klein waren, um sichere Messungen zu ermöglichen, ich aber andererseits auch nicht stärkere Vergrößerungen mit Rücksicht auf die schon jetzt sehr geringe Helligkeit der Spektren anwenden konnte. Ich habe allerdings mehrfach geringe Verschiebungen gemessen, jedoch lagen diese nicht mit voller Sicherheit außerhalb der Fehlergrenzen. Aus diesem Grunde möchte ich vorläufig auf die Mitteilung der Versuchsergebnisse verzichten. Ich glaube aber, daß an dem tatsächlichen Vorhandensein des Dopplereffekts auch nach den jetzt schon vorliegenden Ergebnissen kaum zu zweifeln sein dürfte.

Charlottenburg, Technische Hochschule, September 1910.

Über einen neuen Plattenapparat zur Bestimmung von Kapillaritätskonstanten nach der Steighöhenmethode;

von Leo Grunmach.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 82. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Königsberg am 21. September 1910.)

(Vgl. oben S. 733.)

Bevor ich zu meinem eigentlichen Vortragsthema übergehe, möchte ich Sie zunächst um Entschuldigung bitten, daß ich leider nicht in der Lage bin, Ihnen, wie im Programm angekündigt war, auch die seismometrischen Apparate zu demonstrieren, welche ich gemeinsam mit Herrn Dr. WEIDERT in den letzten Jahren bei unseren Untersuchungen an der Queistalsperre angewandt habe, um die durch den Absturz größerer Wassermassen hervorgebrachten Felserschütterungen der Periode und Amplitude nach zu messen. Über diese Untersuchungen und deren Ergebnisse hatte ich auf der vorjährigen Naturforscherversammlung die Ehre, Ihnen Bericht zu erstatten [1]). Die Untersuchungen sollen nunmehr in dem mir zur Verfügung gestellten Schloß Laufen bei Schaffhausen weitergeführt werden, um die durch den Rheinfall verursachten Felserschütterungen zu messen. Bei den Vorarbeiten für diese Untersuchung haben sich indessen gewisse Schwierigkeiten herausgestellt, die es mir zu meinem Bedauern nicht möglich machten, die Apparate hierher zu transportieren. —

Der Apparat, den ich mir erlauben will, Ihnen heute vorzuführen, lehnt sich im Prinzip an den bekannten Vorlesungsapparat an, bei welchem die zu untersuchende Flüssigkeit in dem von zwei vertikalen gegeneinander geneigten Glasplatten gebildeten keilförmigen Raum kapillar hochgezogen wird, und zwar um so höher, je kleiner der Plattenabstand ist, d. h. je näher die Flüssig-

---

[1]) L. GRUNMACH, Sitzungsber. d. Kgl. Akad. d. Wissensch. zu Berlin, Gesamtsitzung vom 29. Juli 1909; ferner L. GRUNMACH, Verh. d. D. Phys. Ges. **11**, 583, 1909; Phys. ZS. **10**, 853, 1909; Ann. d. Phys. (4) **30**, 951, 1909.



keit der Kante des von den Glasplatten gebildeten Flächenwinkels ist. Die Oberfläche der Flüssigkeit zwischen den beiden Glasplatten stellt sich bekanntlich in einer bestimmten Fläche ein, die von den begrenzenden Platten in Hyperbeln geschnitten wird (Fig. 1). Wählt man die Kante des von den Glasplatten gebildeten Flächenwinkels φ als Y-Achse, als Anfangspunkt O des Koordinatensystems den Schnittpunkt der Y-Achse mit der Flüssigkeitsoberfläche und als X-Achse die Richtung der Winkelhalbierenden des horizontalen Winkels φ, so ist der Plattenabstand b an irgend einem beliebigen Punkte P der Kurve, dessen Koordinaten x und y sind:

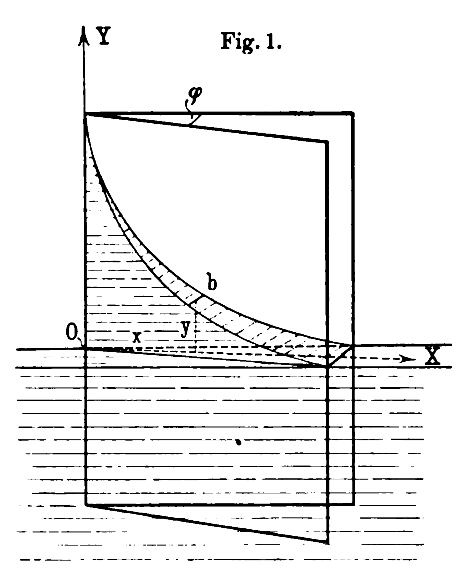


Fig. 1.

$$b = 2x \operatorname{tg}\frac{\varphi}{2},$$

und es ergibt sich, wenn die Flüssigkeit die Oberflächenspannung α und die Dichte σ hat, unter der Annahme, daß die Glasplatten von der Flüssigkeit vollkommen benetzt werden, an der betrachteten Stelle die Höhe, bis zu der die Flüssigkeit ansteigt:

$$y = \frac{\alpha}{\sigma x \operatorname{tg}\frac{\varphi}{2}},$$

hieraus also

$$xy = \frac{\alpha}{\sigma \operatorname{tg}\frac{\varphi}{2}};$$

die Gleichung ist also von der Form

$$xy = \text{const},$$

d. h. die Gleichung einer Hyperbel. Ist also die Möglichkeit geboten, für jeden Punkt der Kurve die Koordinaten x und y sowie den zugehörigen Plattenabstand genau zu messen, so ergibt

sich die Oberflächenspannung der zu untersuchenden Flüssigkeit aus der Gleichung

$$\alpha = xy\sigma \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2}.$$

Hierauf gründet sich die Konstruktionsform des vorliegenden Apparates, der nach meinen Angaben von der optischen Anstalt C. P. Goerz in Friedenau bei Berlin ausgeführt worden ist und durch die Figuren 2a und 2b dargestellt wird.

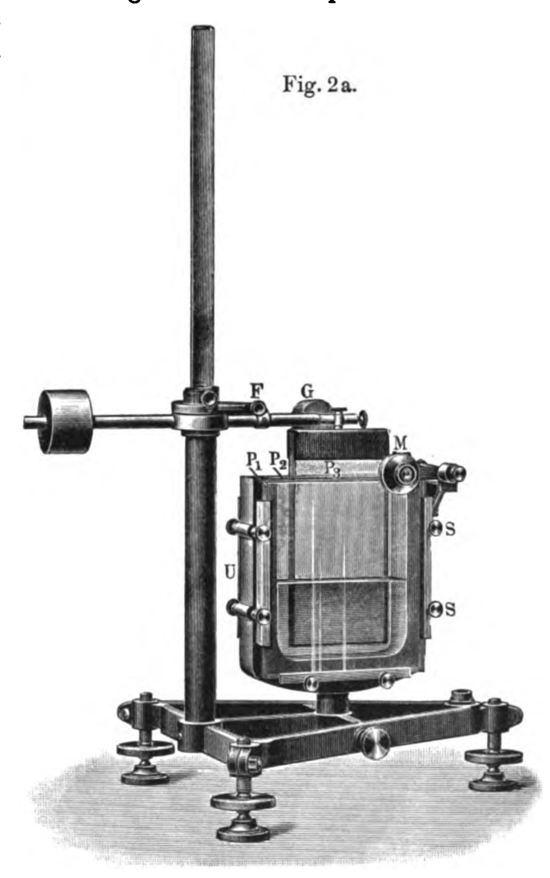
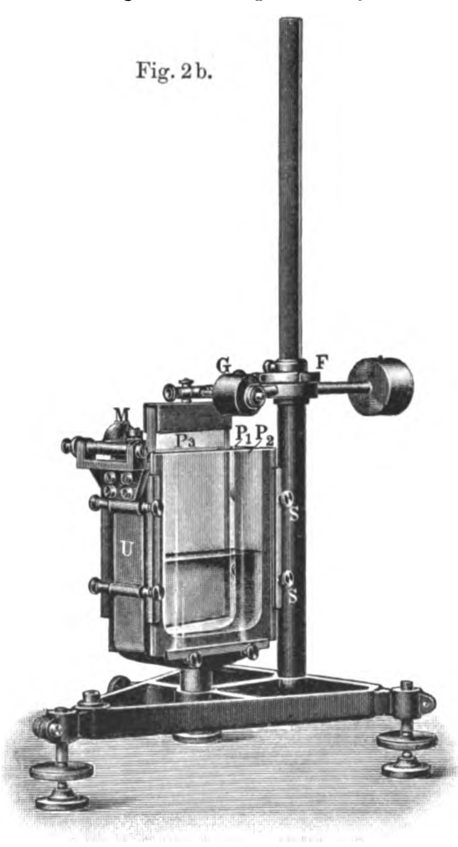


Fig. 2a.

Bei der Konstruktion ist in erster Linie Gewicht gelegt worden auf eine bequeme Zerlegbarkeit des ganzen Apparates, um jedesmal alle Teile desselben, die mit der Flüssigkeit in Berührung kommen, sorgfältigst reinigen zu können. Dem zur Aufnahme der Flüssigkeit dienenden Gefäß ist die Form einer Küvette gegeben, die aus den beiden Spiegelglasplatten P_1 und P_2 gebildet wird, welche durch Schrauben S an ein U-förmiges, beiderseits plangeschliffenes Zwischenstück U angepreßt werden. Dies Zwischenstück ist vorläufig aus Rotguß hergestellt, kann aber auch aus Glas angefertigt werden für den Fall, daß die zu untersuchenden Flüssigkeiten solche sind, durch die Metall angegriffen wird. Die Küvette ist in dem Konus eines sehr massiven gußeisernen, als Grundplatte

dienenden Dreifußes, der durch drei Stellschrauben und Libelle nivelliert werden kann, mit einem durch eine Druckschraube feststellbaren Zapfen aufgesteckt. Diese Grundplatte trägt eine starke Säule, die in ihrem oberen Teile die Form eines dreikantigen Prismas hat, auf welchem der horizontale Halter für die bewegliche Glasplatte P_3 auf und ab bewegt und durch eine Druckschraube festgeklemmt werden kann. Den keilförmigen Raum, in dem die Flüssigkeit kapillar hochgezogen wird, bilden nun die Glasplatten P_1 und P_3. Dadurch, daß die eine dieser beiden Glasplatten gleichzeitig die Vorderwand des die Flüssigkeit aufnehmenden Gefäßes bildet, wird eine nicht unwesentliche Vereinfachung und für subjektive wie für objektive Beobachtung der Kurven zweckmäßige Verbesserung erzielt. Um den Flächenwinkel zwischen den beiden Glasplatten P_1 und P_3 nach Wunsch regulieren und messen zu können, wird der die Glasplatte P_3 tragende, um eine horizontale Achse drehbare Arm durch eine Feder F ständig nach vorn gedrückt; durch ein verschiebbares Gewicht G kann die Platte P_3 mit ihrem unteren Ende nach vorn an die Vorderwand der Küvette angedrückt werden, so daß sie, da ihre linke Seite scharfkantig geschliffen ist, auf der ganzen Länge der Berührungslinie mit gleichem Druck an der vorderen Gefäßwand anliegt, die beiden Glasplatten somit auf dieser Seite in einer mathematischen Linie sich berühren. Auf der rechten Seite

Fig. 2b.



stützt sich die Glasplatte P_3 gegen die Spitze einer Mikrometerschraube M von 0,25 mm Ganghöhe, deren Trommel in 250 Teile geteilt ist, so daß 0,001 mm direkt abgelesen werden kann. Diese Mikrometerschraube ist, um beim Auseinandernehmen und Reinigen des Gefäßes nicht hinderlich zu sein, an einem kräftigen, zwischen Spitzen gelagerten Träger ausklappbar befestigt. Von den drei Glasplatten ist die innere Seite der vorderen, das Gefäß abschließenden Platte P_1, sowie die Vorderseite der in die Flüssigkeit tauchenden beweglichen Platte absolut plan geschliffen. Um ein Verziehen dieser beiden Platten beim Schleifen zu verhüten, darf die Dicke derselben nicht zu gering gewählt werden; sie beträgt bei dem vorliegenden Apparat etwa 13 mm. Ferner sind auf der Vorderseite der Glasplatte P_1, um ein leichtes und sicheres Auswerten der photographierten Kurven zu ermöglichen, vertikale Linien in genau bekannten Abständen voneinander eingeätzt, und ebenso ist auf der Vorderseite der beweglichen Platte P_3 eine Millimeterteilung eingeätzt, um für jeden Flächenwinkel φ den senkrechten Abstand der Spitze der Mikrometerschraube von der Schnittkante der beiden Planflächen messen zu können. Zur Bestimmung des Nullpunktes der Mikrometerschraube, d. h. derjenigen Stellung der Mikrometerschraube, bei welcher die beiden Platten mit ihren ganzen Flächen einander berühren, also den Winkel 0 miteinander bilden, wird nach Entfernung der Glasplatte P_3 eine planparallele Hilfsplatte gegen die innere Seite der vorderen Glasplatte P_1 mittels einer geeigneten Federklemme leicht angedrückt, und das Eintreten der Verzerrung der zwischen den beiden Platten sich bildenden Interferenzstreifen beobachtet. Der Apparat eignet sich sowohl für subjektive wie objektive Beobachtungen. Für die subjektive Beobachtung benutze ich ein Fuesssches Kathetometer (Fig. 3), das auch in horizontaler Richtung mittels Trieb und Zahnstange sowohl, wie mittels Feinbewegung verschoben werden kann, und dessen Horizontalverschiebung auf einer unterhalb der Schienen angebrachten Millimeterteilung und einem entsprechenden, am Schlitten angebrachten Nonius bis auf 0,05 mm abgelesen werden kann. Die objektive Beobachtung erfolgt durch Projektion oder durch photographische Aufnahme der zwischen den Glasplatten sich ausbildenden Kurven der Flüssigkeitsoberfläche. Hernach werden entweder mittels auf



Glas geätzter, in Quadratmillimeter geteilter Koordinatennetze, die Koordinaten x und y oder noch bequemer mittels auf Glas geätzter Hyperbeltafeln unmittelbar die Produkte xy ausgewertet.

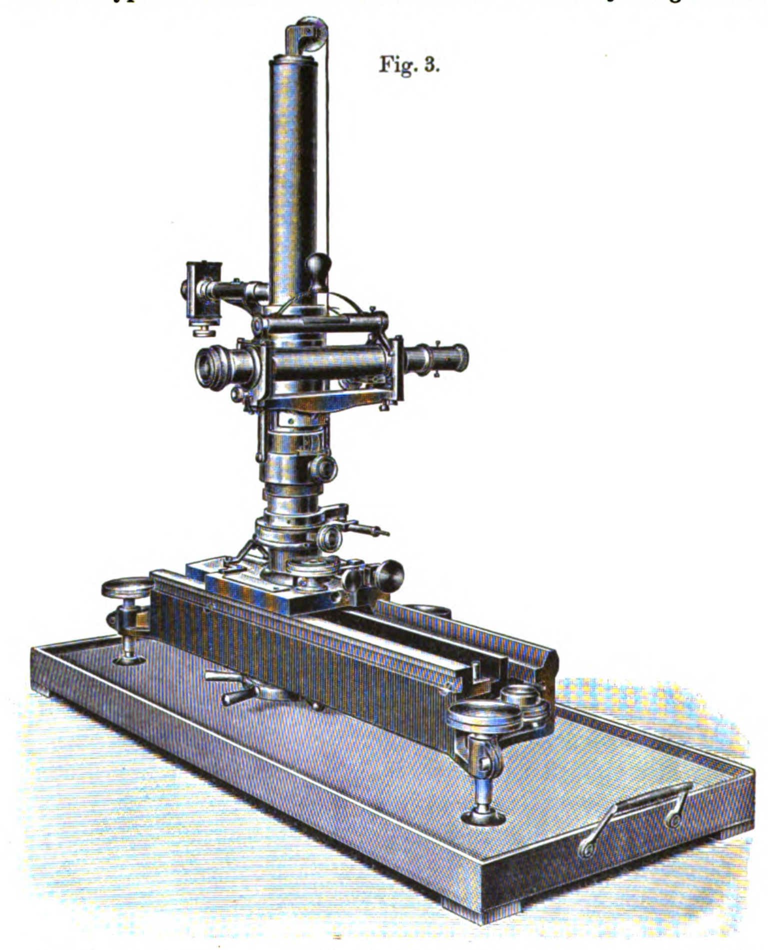


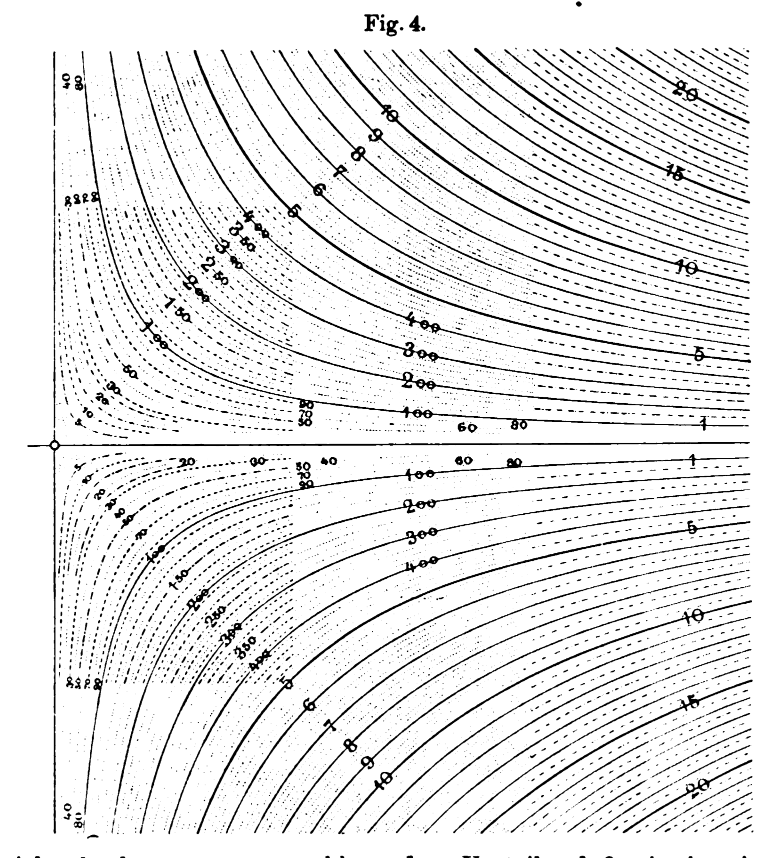
Fig. 3.

Solche Hyperbeltafeln (Fig. 4), das sind Systeme von Hyperbeln, deren jede also die Eigenschaft hat, daß die Produkte der Abstände ihrer Punkte von den beiden Hyperbelachsen konstant und gleich einer bestimmten Fläche ($x . y = F$) sind, werden vielfach in der geodätischen Praxis zu Flächeninhaltsermittelungen gebraucht und eignen sich, da die Kurven sehr exakt aufgetragen

und mit einer dem betreffenden Flächeninhalt entsprechenden Bezifferung versehen sind, außerordentlich gut für unsere Zwecke zur bequemen und sicheren Auswertung der konstanten Produkte $x.y$.

Die Methode der photographischen Aufnahme der Kurven hat vor der kathetometrischen Ablesung ihrer Koordinaten den

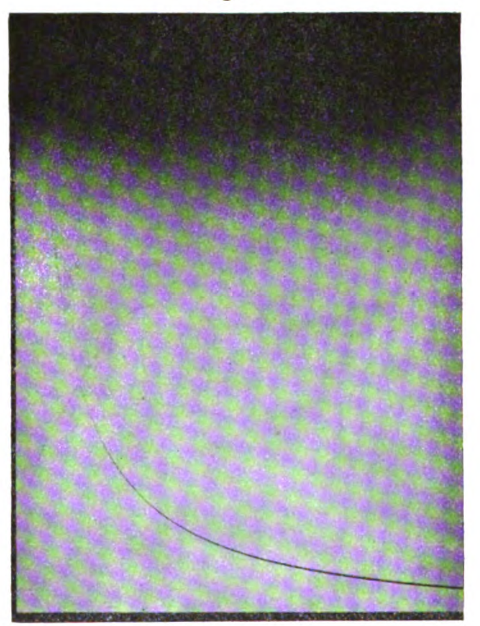
Fig. 4.



nicht hoch genug anzuschlagenden Vorteil, daß sie in einer außerordentlich kurzen Zeit, nämlich in einem Bruchteil einer Sekunde, die ganze Kurve fixiert, die so viel Einzelbeobachtungen in sich enthält, wie wenn in demselben Zeitmomente Steighöhen in einer sehr (theoretisch unbegrenzt) großen Anzahl von Kapillarröhren verschiedener Weite gleichzeitig beobachtet wären. Die Methode der kathetometrischen Ablesung erfordert natürlich eine

beträchtlich größere Zeitdauer für eine Beobachtung; sie kann und wird deshalb im Vergleich mit der photographischen dazu dienen, die Änderung der Spannung der Flüssigkeitsoberfläche in Abhängigkeit von der Zeit zu studieren. Denn es ist bekannt, daß sich bei den meisten Flüssigkeiten während der Zeit, die zwischen der Bildung der Oberfläche und der Messung vergeht, ihre Spannung ändert; daß z. B. die Spannung mit der Zeit sehr stark abnimmt beim Quecksilber und beim Wasser, selbst wenn dieses vor Verunreinigungen geschützt im Vakuum nur mit seinen eigenen Dämpfen in Berührung ist. Bisher sind von mir mit dem neuen Apparat zwei Flüssigkeiten eingehender untersucht worden, nämlich absoluter Alkohol und reine Oleinsäure[1]), bezogen von C. A. F. KAHLBAUM in Berlin. Von jeder der beiden Flüssigkeiten sind eine größere Anzahl photographischer Aufnahmen von Kurven ihrer Oberflächenspannung gemacht worden, die mittels eines auf Glas geätzten Koordinatennetzes ausgewertet wurden, und deren Ergebnisse zum Teil in folgender tabellarischer Zusammenstellung wiedergegeben sind.

Fig. 5.



---

[1]) Oleinsäure habe ich aus einem besonderen Grunde gewählt: Ich bin nämlich seit einiger Zeit mit einer Untersuchung über die Beruhigung von Wellen durch Öl und andere Flüssigkeiten beschäftigt. In einer Broschüre „Die Lehre von der Wellenberuhigung“ von M. M. RICHTER (Berlin 1894) wird nun die wellenberuhigende Wirkung von Ölen hauptsächlich ihrem Gehalte an Oleinsäure zugeschrieben.

Absoluter Alkohol (99,54 Gewichtsprozente).
Dichte: $\sigma_{20/4} = 0{,}7908$. Beobachtungstemperatur 20° C.

Kurve 8. $\operatorname{tg} \varphi = \frac{0{,}2425}{95{,}5}$.

x	y	$x \cdot y$	Hyperbeltafel
35	59,4	2079	
40	52,1	2084	
45	46,3	2083_5	
50	41,7	2085	2100
55	38,0	2090	
60	35,0	2100	
65	32,4	2106	
70	30,1	2107	2110
75	28,2	2115	
80	26,5	2120	
	Mittel:	2096,9	

$\alpha = 0{,}02106$ g/cm $= 20{,}67$ dyn/cm.

Kurve 9. $\operatorname{tg} \varphi = \frac{0{,}4925}{95{,}5}$.

x	y	$x \cdot y$	Hyperbeltafel
20	$51{,}8_5$	1037	1044
25	41,7	1040	
30	34,8	1044	
35	29,8	1042	
40	$26{,}2_5$	1050	1046
45	23,3	1043	
50	21,0	1050	
55	19,1	1051	
60	17,5	1050	1056
65	16,2	1053	
70	15,0	1050	
	Mittel:	$1046{,}_4$	

$\alpha = 0{,}02134$ g/cm $= 20{,}94$ dyn/cm.

Kurve 10. $\operatorname{tg} \varphi = \frac{0{,}7425}{95{,}5}$.

x	y	$x \cdot y$	Hyperbeltafel
20	34,4	688	684
25	27,8	694	
30	23,0	690	
35	19,8	693	
40	17,4	696	700
45	15,4	693	
50	13,9	695	
55	12,7	698_5	
60	11,6	696	698
	Mittel:	693,7	

$\alpha = 0{,}02133$ g/cm $= 20{,}93$ dyn/cm.

Kurve 11. $\operatorname{tg} \varphi = \frac{0{,}9925}{95{,}5}$.

x	y	$x \cdot y$	Hyperbeltafel
20	$26{,}0_5$	521	520
25	20,7	517,5	
30	17,4	522	
35	15,0	525	
40	13,0	520	
45	11,7	526,5	
50	10,5	525	526
	Mittel:	522,4	

$\alpha = 0{,}02147$ g/cm $= 21{,}07$ dyn/cm.

Kurve 13. $\operatorname{tg} \varphi = \frac{1{,}9925}{95{,}4}$.

x	y	$x \cdot y$	Hyperbeltafel
15	16,9	253,5	
20	12,8	256	
25	10,3	257,5	
30	8,6	258	260
	Mittel:	256,2	

$\alpha = 0{,}02116$ g/cm $= 20{,}76$ dyn/cm.

Kurve 12. $\operatorname{tg} \varphi = \frac{1{,}4925}{95{,}5}$.

x	y	$x \cdot y$	Hyperbeltafel
15	23,0	346_5	
20	17,2	344	
25	13,8	345	
30	11,6	348	350
35	10,0	350	
	Mittel:	346,7	

$\alpha = 0{,}02143$ g/cm $= 21{,}03$ dyn/cm.

Hauptmittel: $\alpha_{20} = 0{,}02130$ g/cm $= 20{,}90$ dyn/cm.

Reine Oleinsäure.

Dichte: $\sigma_{19,85/4} = 0{,}8938$. Beobachtungstemperatur 20° C.

Kurve 1. $\operatorname{tg}\varphi = \frac{2{,}181}{95{,}7}$.

x	y	$x \cdot y$	Hyperbeltafel
25	11,6	290	290
30	9,7	291	
35	8,5	297,5	

Mittel: 293

$\alpha = 0{,}02997$ g/cm $= 29{,}41$ dyn/cm.

Kurve 2. $\operatorname{tg}\varphi = \frac{1{,}681}{95{,}5}$.

x	y	$x \cdot y$	Hyperbeltafel
20	18,6	372	
25	15,0	375	
30	12,6	378	396
35	10,8	378	
40	9,4	376	394

Mittel: 375,8

$\alpha = 0{,}02959$ g/cm $= 29{,}04$ dyn/cm.

Kurve 3. $\operatorname{tg}\varphi = \frac{1{,}181}{95{,}5}$.

x	y	$x \cdot y$	Hyperbeltafel
30	17,8	534	536
35	$15{,}1_5$	$530{,}_{25}$	
40	13,3	532	
45	11,9	535,5	
50	10,8	540	540
55	9,8	539	

Mittel: 535,1

$\alpha = 0{,}02957$ g/cm $= 29{,}02$ dyn/cm.

Kurve 4. $\operatorname{tg}\varphi = \frac{0{,}931}{95{,}5}$.

x	y	$x \cdot y$	Hyperbeltafel
35	$19{,}5_5$	684,3	
40	17,1	684	690
45	15,1	679,5	
50	13,7	685	
55	12,4	682	
60	11,6	696	690
65	10,7	695,5	
70	10,0	700	

Mittel: 688,3

$\alpha = 0{,}02999$ g/cm $= 29{,}43$ dyn/cm.

Kurve 5. $\operatorname{tg}\varphi = \frac{0{,}681}{95{,}5}$.

x	y	$x \cdot y$	Hyperbeltafel
35	26,2	917	
40	23,1	924	926
45	20,6	927	
50	18,6	930	
55	16,9	930	
60	$15{,}6_5$	939	944
65	14.5	942	
70	$13{,}5_5$	948	
75	12,7	$952{,}_{25}$	

Mittel: 934,4

$\alpha = 0{,}02990$ g/cm $= 29{,}34$ dyn/cm.

Hauptmittel: $\alpha_{20} = 0{,}02986$ g/cm $= 29{,}30$ dyn/cm.

In Fig. 5 ist die Kurve 11 für Alkohol, in Fig. 6 die Kurve 5 für Oleinsäure etwas verkleinert wiedergegeben.

Bei jeder Kurve ist der zugehörige Neigungswinkel φ durch seine Tangente, nämlich

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{\text{Ablesung der Mikrometerschraube in mm}}{\text{Entfernung ihrer Spitze von der Flächenkante in mm}}$$

angegeben. Die Bedeutung der einzelnen Kolumnen ist aus ihren Überschriften klar: Die erste Kolumne gibt die gemessenen Abszissen x, die zweite die zugehörigen Ordinaten y, die dritte deren Produkt xy, die vierte endlich zum Vergleich hiermit das Produkt xy, welches die erwähnte Hyperbeltafel liefert.

Der für die Oberflächenspannung der reinen Oleinsäure von mir nach dieser Methode gewonnene Hauptmittelwert beträgt

$$\alpha_{20} = 0{,}029\,86 \text{ g/cm} = 29{,}30 \text{ dyn/cm}.$$

Der für die Oberflächenspannung des absoluten Alkohols nach dieser Methode gewonnene Hauptmittelwert

$$\alpha = 20{,}90 \text{ dyn/cm} = 0{,}021\,30 \text{ g/cm bei } 20^0 \text{ C}$$

ist größer als der Wert, den ich früher nach der Kapillarwellenmethode gewonnen habe, nämlich $\alpha = 0{,}0195$ g/cm bei 20° C [1]).

Zum Vergleich seien noch einige von anderen Forschern gefundene Werte der Oberflächenspannung von Alkohol nebeneinandergestellt:

Nach	Quincke (Steighöhen)	0,0223
„	Quincke (Blasen)	0,0228
„	Lenard [2]) (Schwingende Tropfen)	0,0245
„	Volkmann [3]) (Steighöhen)	0,0238
„	Jäger (Steighöhen)	0,0228
„	Grunmach (Kapillarwellen)	0,0195
„	Grunmach (Steighöhen)	0,0213

Aus den Tabellen ist ersichtlich, daß die Produkte $x . y$ im Gegensatz zur Theorie keine vollkommene Konstanz, sondern deutlich einen Gang zeigen, und zwar fallen sie für kleine Werte von x zu klein aus und nehmen mit wachsendem x zu, bis sie

[1]) L. Grunmach, Experimentelle Bestimmung der Oberflächenspannung von Flüssigkeiten, Wissenschaftl. Abhandl. d. Kais. Normal-Eichungs-Kommission III, S. 165 u. 191, 1902; Ann. d. Phys. (4) 9, 1284, 1902.

[2]) Der Alkohol hatte eine Dichte 0,819 bei 19° C.

[3]) Die Beobachtungen erfolgten bei Temperaturen von 9 bis 11° C mit Alkohol von der Dichte 0,825 bis 0,830.

einen konstanten Endwert erreichen. Das Hyperbelgesetz ist also nicht allgemein, sondern nur innerhalb gewisser Grenzen strenge richtig. Die Ermittelung der Ursachen der Abweichung sowie die rechnerische und experimentelle Ableitung der erforderlichen Korrektion soll den Gegenstand einer besonderen Untersuchung bilden.

Eine interessante Erscheinung, die ich bei Anwendung des neuen Apparates beobachtete, möchte ich zum Schlusse noch erwähnen: Stellt man die Flüssigkeitsoberfläche für einen kleinen Flächenwinkel ein und ändert, nachdem die entsprechende Hyperbel sich scharf ausgebildet hat, dann ruckweise den Neigungswinkel der beiden Glasplatten mittels der Mikrometerschraube, so erhält man eine Schar von Hyperbeln, von denen jede einem bestimmten Neigungswinkel entspricht. Eine solche Schar wird durch folgende photographische Momentaufnahme dargestellt (Fig. 7). Diese Erscheinung habe ich bisher nur bei sehr gut benetzenden Flüssigkeiten, z. B. bei Alkohol und bei Ölen beobachten können.

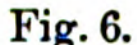
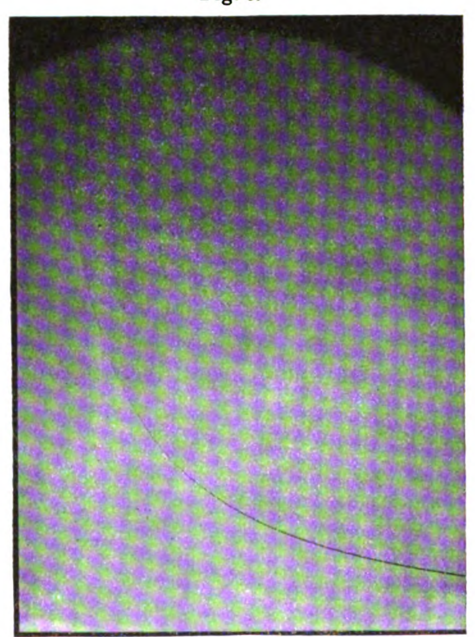


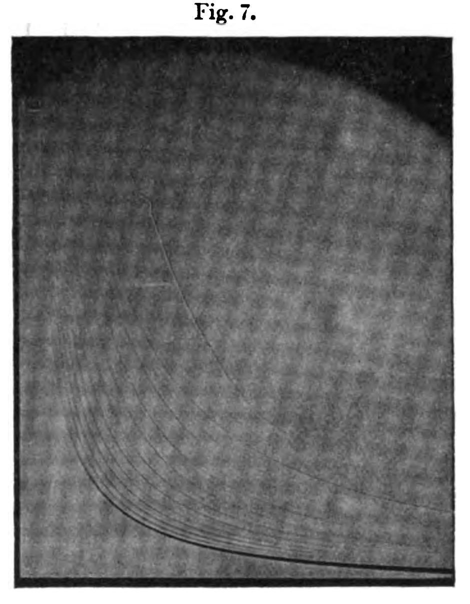
Fig. 6.



Die Werte der Kapillaritätskonstanten scheinen bekanntlich nicht ganz unabhängig zu sein von der Messungsmethode, nach der sie gewonnen sind, und zeigen deshalb Abweichungen voneinander, deren Ursachen bisher noch nicht vollständig aufgeklärt sind. So habe ich bei Anwendung der Kapillarwellenmethode für viele Flüssigkeiten in der Regel höhere Werte der Kapillaritätskonstanten erhalten, als sie von anderen Forschern nach der Steig-

höhenmethode gefunden worden sind[1]). Ob diese Abweichungen zwischen den Ergebnissen beider Methoden daher rühren, daß bei der Kapillarwellenmethode, als einer dynamischen Meßmethode, die Zähigkeit der Flüssigkeit naturgemäß einen gewissen Einfluß hat, der bei der Steighöhenmethode, als einer statischen, nicht vorhanden sein kann, läßt sich noch nicht entscheiden. Ich hoffe, daß ich durch weitere eingehende Untersuchungen mit dem neuen Plattenapparat dahin gelangen werde, mit Sicherheit festzustellen, ob und aus welchem Grunde solche Abweichungen von systematischer Natur sind.

Fig. 7.



Herrn Dr. Fritz Grünbaum sage ich für die wertvolle Hilfe bei den photographischen Aufnahmen der Kurven und deren Auswertung auch an dieser Stelle meinen verbindlichen Dank.

[1]) Vgl. hierzu: L. Grunmach, Bestimmung der Oberflächenspannung und anderer physikalischer Konstanten von Essigsäure-Wassermischungen, Wiss. Abh. d. Kais. Normal-Eichungskommission Berlin VII, S. 83, 1908; ferner L. Grunmach, Ann. d. Phys. (4) 28, 217, 1909.

Physikalisches Institut der Technischen Hochschule Berlin.

Eine bequeme Methode zur Erzeugung ganz schwach gedämpfter elektrischer Schwingungen von kleiner Wellenlänge;

von Gustav Mie.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 82. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Königsberg am 19. September 1910.)

(Vgl. oben S. 731.)

Es ist vorauszusehen, daß die kurzen elektrischen Wellen von der Wellenlänge einiger Dezimeter an abwärts für wissenschaftliche Untersuchungen noch eine große Bedeutung gewinnen werden. Wenn man beispielsweise eine Überschlagsrechnung über die Trägheit der elektrolytischen Ionen anstellt, so findet man, daß sie gerade in diesem Bereich kurzer elektrischer Wellen merkbar werden muß. Hier müssen demnach die Eigenschaften der Elektrolyte allmählich von denen der elektrischen Leiter in die der Isolatoren übergehen, welche sie im optischen Teile des Wellenspektrums zeigen. Für die metallischen Leiter, deren Ionen die etwa hunderttausendmal leichteren Elektronen sind, beginnt bekanntlich nach Hagen und Rubens der entsprechende Wellenbereich erst unter $10\,\mu$ und reicht dann durch das ganze sichtbare Spektrum hindurch bis ins Ultraviolett hinein. Überhaupt wird der Einfluß von Schwingungen großer molekularer Massen in vielen Fällen schon in dem genannten Bereich der kurzen elektrischen Wellen hervortreten. Die Beobachtungen von Drude und anderen über elektrische Dispersion weisen darauf hin, ganz besonders die höchst interessanten Arbeiten von Colley.

Es ist deswegen sehr wichtig, Methoden zur Darstellung kurzer elektrischer Wellen zu haben, mit denen man Messungen von ähnlicher Präzision wie die optischen machen kann. Vor allem ist dazu nötig, daß die benutzten kurzen elektrischen Wellen recht monochromatisch sind, oder, was dasselbe ist, recht wenig gedämpft. Eine sehr wenig gedämpfte Welle stellt einen sehr schmalen Spektralstreifen dar, eine stark gedämpfte dagegen ein breites, verwaschenes Band. Der erste, der genaue Messungen

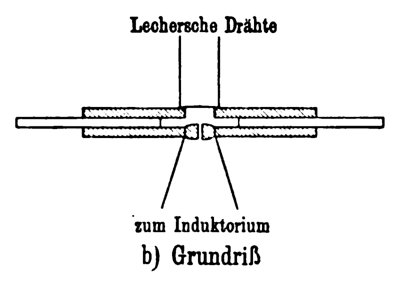
mit sehr wenig gedämpften kurzen Wellen gemacht hat, ist meines Wissens Colley. Seine eigenartige Methode der Wellenerzeugung, die wohl auf einer Art Löschfunkenwirkung beruht, scheint mir nicht ganz einfach zu sein, man denke nur daran, daß der Colleysche Oszillator zwei Funkenstrecken hat. Jedenfalls dürfte sie wohl für sehr kurze Wellen nicht gut zu brauchen sein; Colley geht im allgemeinen nur bis etwa 30 cm herunter. Die Methode, die ich im folgenden beschreiben werde, kann leicht zu viel kürzeren Wellen benutzt werden.

Fig. 1.

zum Induktorium

Glasscheibe

a) Vorderansicht



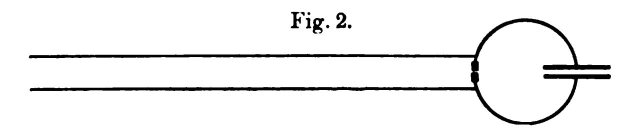
b) Grundriß

Schon seit längerer Zeit habe ich mich bemüht, eine Oszillatorform für kurze, wenig gedämpfte Schwingungen zu finden. Mein Gedanke dabei war, daß man dem Oszillator eine möglichst große Kapazität geben müsse, weil man dadurch Funken bekommt, die besonders günstig für Schwingungen sind. Bekanntlich kommt es immer in erster Linie auf die Beschaffenheit des Funkens an. Auf meine Veranlassung konstruierte vor einigen Jahren Herr Eggers (Greifswalder Dissertation 1907) einen Oszillator, der aus zwei Kondensatoren von der Form zweier gegenüber stehender Kreisquadranten bestand (Fig. 1). Die beiden hinteren quadrantenförmigen Kondensatorplatten waren durch eine kurze Brücke aus Kupferdraht oder auch Kupferblech miteinander verbunden, an die beiden vorderen waren statt dessen zwei einander gegenüberstehende Messingstäbchen angelötet, die als Funkenstrecke dienten. Der Funke ging in Petroleum über. Mit einem solchen Oszillator bekommt man (wenn man nicht, wie es Herr Eggers

allerdings tat, einen Vorfunken in die Zuleitungen einschaltet) sehr saubere Schwingungen, die man durch Paralleldrähte neben der Brücke ableiten kann. Man kann so bequem auf 30 cm heruntergehen, die Wellen haben ein Dämpfungsdekrement zwischen 0,2 und 0,3, was für so kurze Wellen schon recht wenig ist. Biegt man die Enden der vom Oszillator wegführenden beiden Drähte um, so strahlen recht intensive Wellen von ihnen aus. Diese Versuchsanordnung hat aber zwei Fehler. Man muß sehr große Energiemengen mit Hilfe eines Teslatransformators zuführen, um intensive Wellen zu bekommen, wodurch der ganze Aufbau etwas umständlich wird, und die Wellenlänge läßt sich nicht bequem variieren; man muß für jede einzelne Wellenlänge einen neuen Oszillator bauen.

Diese beiden Mißstände lassen sich beseitigen, wenn man Löschfunken verwendet. Vor kurzem wurde im Greifswalder Institut von Herrn SETTNICK (Greifswalder Dissertation 1910)

Fig. 2.

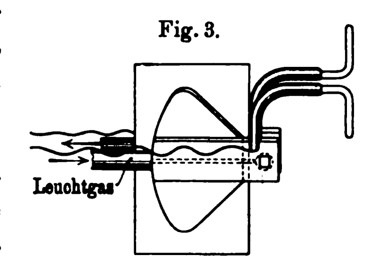


beobachtet, daß in einem Oszillator außerordentlich wenig gedämpfte Schwingungen entstehen, wenn man dicht neben die Funkenstrecke zwei parallele Drähte anlegt, deren Länge von derselben Größenordnung ist, wie die Viertelwellenlänge der Oszillatorschwingung (Fig. 2). Die Wirkung dieser Anordnung beruht darauf, daß der Funke eher erlischt, als sich Gleichgewicht zwischen den elektrischen Spannungen hergestellt hat. Infolgedessen treten nach dem Erlöschen des Funkens Schwingungen ein, indem abwechselnd bald der Kondensator des ursprünglichen Schwingungskreises, bald die Paralleldrähte, welche ich die Antennen des Apparates nennen will, die Ladungen aufnehmen. Diese Schwingungen werden besonders schön, wenn man ganz kurze Funken (Zischfunken) in Petroleum verwendet. Dann treten die Schwingungen des Oszillators ganz zurück und man hat fast rein die sehr wenig gedämpften Schwingungen des ganz metallischen Systems Oszillator—Antennen. Dadurch, daß man die Länge der Antennen ändert, kann man die Schwingungs-

dauer des Apparates sehr bequem variieren. Allzuweit darf man sich von der Viertelwellenlänge der Oszillatorschwingung freilich nicht entfernen, aber immerhin umfassen die Schwingungen, die man mit einem einzigen Oszillator durch Änderung der Antennenlänge bekommen kann, im allgemeinen fast eine Oktave.

Das eben geschilderte Prinzip ist nun von einem meiner Praktikanten, Herrn Rukop, auch auf kurzwellige Schwingungen angewendet, und es ist ihm gelungen, mit Bequemlichkeit Schwingungen bis zu 20 cm Wellenlänge herab herzustellen, deren Dämpfungsdekrement zwischen 0,04 und 0,1 liegt. Ich selber habe einen derartigen Oszillator für noch kürzere Wellen konstruiert (Fig. 3). Er besteht aus einem kleinen Kondensator, dessen Platten die Form von Kreisquadranten von 1 cm Radius haben. Das Dielektrikum des Kondensators ist eine Ebonitscheibe von 0,2 mm Dicke. Auf die Quadranten sind zwei dicke Messingstreifen aufgelötet, die vorn überstehen und eine Funkenstrecke tragen. Die eine Elektrode ist eine Schraube, und man kann durch Drehen an ihr die Funkenlänge regulieren. Die einander gegenüberstehenden Flächen der Funkenstrecke sind eben geschliffen (übrigens ebnet der Funke sie auch schon selber), es ist gut, wenn diese Flächen recht groß sind. Damit haben wir einen Oszillator für kurze Wellen, der aus dem oben beschriebenen Eggersschen Oszillator gewissermaßen durch Halbierung hervorgegangen ist. An die beiden Messingstreifen, die die Funkenstrecke tragen, sind dicht neben der Funkenstrecke die beiden Antennen angelötet, die mit Hilfe einer Art Posaunenauszug verlängert und verkürzt werden können. Die Antennen gehen zuerst parallel dicht nebeneinander her, ihre Enden sind aber bei dem hier gezeigten Oszillator auseinandergebogen, damit sie strahlen. Wie ich schon erwähnt habe, bekommt man sehr gute Löschfunken in Petroleum, ein bequemeres und mindestens ebenso gutes Medium aber als Petroleum ist Leuchtgas, während der Funke in Luft nicht zu gebrauchen ist. In den an die Kondensatorplatten aufgelöteten Messingstreifen sind der Länge nach

Fig. 3.



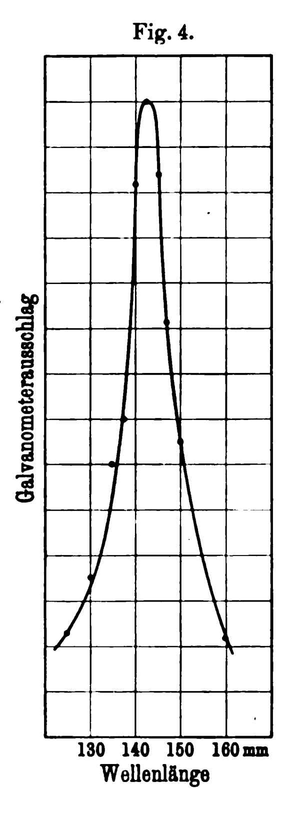
zwei Kanäle gebohrt, die dicht neben dem Funken endigen und die als Zu- und Ableitung für das Leuchtgas dienen. Der ganze Kondensator ist in einen Ebonitstab hinein montiert, und zwei Glasröhren führen zu den genannten Kanälen. Auf die Funkenstrecke ist eine Kappe gesetzt, die ein Glimmerfenster zur Beobachtung des Funkens hat, und alles ist mit Siegellack zugekittet, um das seitliche Entweichen des Leuchtgases möglichst zu verhindern. Steckt man nun das Ebonitstück mit dem Kondensator auf ein Glasrohr, durch welches man auch die Zuleitungsdrähte führt, so hat das Ganze eine sehr handliche Form. Ich habe das Glasrohr durch eine Öffnung in der Hinterwand eines parabolischen Hohlspiegels, wie er bei Scheinwerfern benutzt wird, gesteckt. Durch Drehen um die Achse des Glasrohrs kann man dann die Polarisationsebene der Strahlung auf das einfachste in jede beliebige Lage bringen. Ich glaube, daß dies für Messungen recht wichtig ist.

Die Funkenstrecke muß man ganz klein machen, womöglich kleiner als $^1/_{10}$ mm. Je kleiner man sie bekommen kann, ohne daß sich eine leitende Brücke zwischen den Elektroden bildet, um so besser werden die Schwingungen. Trotzdem darf aber das Induktorium nicht zu klein sein. Es kommt alles darauf an, daß die kleinen Funken sehr kräftig sind. Wenn man den Induktionsapparat gehen läßt, so sieht man den ganzen scheibenförmigen Raum, zwischen den Elektrodenflächen, von einem weißen Licht erfüllt, das aus lauter kleinen, hin und her tanzenden Lichtpünktchen, den Partialfunken, erfüllt ist, und man hört das bekannte zischende Geräusch.

Als Resonator benutze ich einen rechteckigen Drahtrahmen, dessen längere Seite nach Art eines Posaunenauszuges verlängert und verkürzt werden kann. Parallel zu einer der kurzen Seiten ist ein Thermokreuz aus sehr dünnem Eisen- und Konstantandraht gelegt. Wenn man die Ausschläge des an das Thermokreuz angeschlossenen Galvanometers als Funktion der Länge des Drahtrahmens aufträgt, so bekommt man glatte Resonanzkurven und man kann die Stellung des Posaunenauszuges, für welche das Maximum des Ausschlages eintritt, bis auf Bruchteile von Millimetern genau ermitteln. Fig. 4 stellt eine derartige Resonanzkurve dar. Als Abszissen sind abgetragen die ganze Länge des

zum Rechteck gebogenen Drahtes. Nimmt man diese Länge als die Wellenlänge des Resonators an, was angenähert stimmt, so kann man aus der Kurve das Dämpfungsdekrement berechnen. Aus Fig. 4 ergibt sich beispielsweise $\gamma = 0{,}26$. Dieser verhältnismäßig große Wert ist aber nicht etwa als Strahlungsdekrement aufzufassen, denn dieses ist bei der gewählten Antennenform äußerst klein. Er hat vielmehr seinen Grund in dem großen Leitungswiderstand der Antennen, die ich, um den Apparat recht kompendiös zu machen, reichlich dünn genommen habe, und die außerdem größtenteils aus Messing bestehen (Messingrohr von 1,7 mm Durchmesser). Es hätte nicht die geringste Schwierigkeit, den Widerstand der Antennen so zu verkleinern, daß das Dekrement viel weiter heruntergebracht würde.

Fig. 4.



Der Resonanzapparat läßt sich ebenfalls leicht in einem Glasrohr befestigen, durch welches die Drähte zum Galvanometer hindurchgehen. Steckt man dieses Glasrohr durch eine Bohrung in der Rückwand eines zweiten Scheinwerferhohlspiegels, so hat man einen bequemen Wellenempfänger, dessen Polarisationsebene, wie die des Senders, äußerst leicht zu verstellen ist. Ich bekam mit dieser Anordnung in der Tat bei einer Entfernung der Spiegel von mehreren Metern noch sehr gute Ausschläge, und konnte durch Drehen des Empfängers nachweisen, daß die Strahlung fast vollständig geradlinig polarisiert war. Das gelang, trotzdem der hier gezeigte vorläufig konstruierte Sender für Strahlungsversuche noch recht ungünstig ist. Wenn man die Antennenenden weiter auseinanderböge und ihnen eine größere Kapazität gäbe, so würde man eine vielleicht noch zehnmal so intensive Strahlung bekommen können, ohne daß dabei ein merkliches Strahlungsdekrement die Wellen verschlechterte. Ich habe

vor, den Oszillator in diesen beiden Beziehungen zu verbessern: erstens, daß ich den Widerstand der Antennen verringere und zweitens die Ausstrahlung vergrößere. Nach den Erfahrungen, die ich bisher gemacht habe, glaube ich dann eine für Messungen vorzüglich geeignete Strahlenquelle zu haben.

Die Wellenlänge des hier gezeigten Oszillators liegt um 14 cm herum. Da man aber mit den Dimensionen des Kondensators noch weiter heruntergehen kann, so ist es sicher möglich, mit der geschilderten Methode auch noch wenig gedämpfte Wellen von der Länge einiger Zentimeter zu bekommen. Ich möchte noch einmal hervorheben, daß der Vorzug dieser Oszillatorform eben darin besteht, daß parallel zum wirksamen Funken immer eine verhältnismäßig ziemlich große Kapazität liegt.

Bemerkung zu der Arbeit der Herren A. Byk und H. Borck: Photoelektrische Versuche mit Anthracen;

von W. Steubing.

(Eingegangen am 13. Oktober 1910.)

In einer kürzlich erschienenen ausführlichen Abhandlung über den Photoeffekt an Anthracen[1]) erheben die Herren BYK und BORCK Einwände gegen eine frühere Untersuchung von Herrn STARK und mir über den lichtelektrischen Effekt an Anthracen. Hierauf möchte ich zugleich im Namen von Herrn STARK folgendes erwidern.

Die von uns benutzte Versuchsanordnung war kurz diese: In einem geerdeten Metallgefäß befand sich durch Bernstein isoliert eine mit dem Quadrantelektrometer verbundene Glasplatte, die mit Chlorcalcium (zur Erzielung von Leitfähigkeit) bestrichen war. Über dieser Glaselektrode befand sich in 1,5 cm Abstand ein Netz aus Eisendraht, das durch eine Hochspannungsbatterie positiv aufgeladen wurde. Über dem Netze hing eine Quarzlampe, deren Licht durch die Maschen des Netzes auf die mit Chlorcalcium bestrichene Glaselektrode fiel. Vor jeder Messung wurde der Photoeffekt, den die so behandelte Platte bei Bestrahlung zeigte, gemessen. Nach dieser Kontrolluntersuchung wurde die Glasplatte mit Anthracen möglichst gleichmäßig bedeckt und der jetzt bei Bestrahlung auftretende Photostrom elektrometrisch gemessen.

Nach BYK und BORCK hätte bei diesen Versuchen das durch Reibung positiv geladene Anthracen auf der Elektrodenglasplatte „ein starkes beschleunigendes Potential erzeugen und den der Glaselektrode (müßte heißen: Chlorcalciumschicht) selbst eigentümlichen Photoeffekt verstärken können“.

„Denn alle Prozesse, welche eine Doppelschicht an der Oberfläche eines photoelektrisch empfindlichen Körpers erzeugen oder verändern, bewirken eine Erhöhung oder eine Verminderung der Empfindlichkeit je nach dem Sinne des erzeugten elektrischen Feldes.“

---

[1]) A. BYK und H. BORCK, Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 621—651, 1910.

Darauf ist zu bemerken:

1. Das Licht der Quecksilberlampe hätte, um überhaupt den lichtelektrischen Effekt an der Chlorcalciumschicht auf der Glasplatte auszulösen, erst die relativ dicke Anthracenschicht durchdringen müssen (außer an den schmalen unbedeckten Randpartien).

2. Davon abgesehen, hätten die an der Chlorcalciumschicht ausgelösten Elektronen in kurzer Zeit die positive Ladung in der Anthracenschicht kompensieren müssen und ein konstanter Photostrom hätte sich nicht herstellen können. Bei unseren wiederholten Versuchen an derselben Anthracenschicht zeigte sich keine merkbare Änderung des Effektes.

3. Eine „elektrische Doppelschicht" von molekularer Dimension, die derartige Wirkungen hervorrufen kann, liegt hier nicht vor, und es ist wohl nicht angängig, hier das Wort „Doppelschicht" zu gebrauchen, bei den relativ großen Zwischenräumen zwischen Platte und aufgestreutem Anthracen. Das letztere könnte bei einer vorhandenen positiven Ladung hier nur zu einer Vergrößerung der Potentialdifferenz zwischen Chlorcalciumschicht und Drahtnetz beitragen und auch eine vergrößerte Potentialdifferenz wäre bei unseren Versuchen belanglos, da der zuvor gemessene lichtelektrische Strom an der Chlorcalciumschicht sehr klein und daher bei den angelegten positiven Potentialen von 90 und mehr Volt am Drahtnetz Sättigungsstrom vorhanden war. Dabei war der Strom von der mit Anthracen bedeckten Elektrode mehr als 50 mal so stark wie ohne aufliegendes Anthracen (s. Phys. ZS. **9**, 489, 1908).

4. Eine positive Ladung des belichteten Anthracens hätte den vom Anthracen herrührenden lichtelektrischen Effekt nur herabmindern, nicht aber einen größeren vortäuschen können.

Somit dürften unsere Versuche einwandfrei das Vorhandensein eines starken lichtelektrischen Effektes am Anthracen beweisen. Die Herren Byk und Borck hätten sich durch einfache Wiederholung dieser Versuche von der Grundlosigkeit ihrer Bedenken überzeugen können.

Aachen, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

12. Jahrg. 15. November 1910. Nr. 21.

Sitzung vom 21. Oktober 1910.

Vorsitzender: Hr. F. KURLBAUM.

Hr. **E. Warburg** liest einen Nachruf auf

Friedrich Kohlrausch.

Nach Schluß der Rede sprachen die anwesenden Mitglieder der Familie KOHLRAUSCH ihren Dank für die von der Gesellschaft veranstaltete Gedächtnisfeier aus, während welcher die von Hrn. LOBACH gefertigte Büste des Entschlafenen ausgestellt war.

Während der Ferien sind eine größere Zahl von Mitteilungen zum Abdruck in den Verhandlungen der Gesellschaft eingegangen, und zwar von den Herren **Albert Wigand**, nach gemeinsam mit A. LONIUS und B. HESIUS angestellten Beobachtungen (vgl. S. 511—530); **H. v. Dechend** und **W. Hammer** (S. 531—532); **Joh. Koenigsberger** und **Jos. Kutschewski** (S. 538—548); **R. Lindemann** (S. 572—589); **J. Franck** (S. 613—620); **J. Würschmidt** (S. 652—660); **E. Goldstein** (S. 661—681); **R. Pohl** und **P. Pringsheim** (S. 682—696 und 697—710); **J. Stark** (S. 711—718); **A. Pflüger** (S. 719—724); **Kurt Eisenmann** (S. 725—730); **Max Born** (S. 730); **W. Steubing** (S. 867—868); — ferner von Hrn. **O. v. Baeyer** und **A. Gehrts**:

Die Anfangsgeschwindigkeiten lichtelektrisch ausgelöster Elektronen.

Die Anfangsgeschwindigkeiten lichtelektrisch ausgelöster Elektronen;

von O. v. Baeyer und A. Gehrts.

(Eingegangen am 15. Oktober 1910.)

(Vgl. oben S. 869.)

Der von dem einen von uns erbrachte Nachweis [1]) der Existenz einer reflektierten Elektronenstrahlung bei langsamsten Kathodenstrahlen veranlaßte die Herren Ladenburg und Markau [2]) den Einfluß dieser Erscheinung auf die Mengen- und Geschwindigkeitsverteilungskurven der lichtelektrisch ausgelösten Kathodenstrahlen zu untersuchen [3]). Durch geeignet gewählte Anordnungen schlossen sie die reflektierte Elektronenstrahlung aus und erhielten so eine Mengen- und Geschwindigkeitsverteilungskurve, die von der von Herrn Lenard [4]) gefundenen in wesentlichen Punkten abweicht. Einmal erzielten sie „Sättigung", d. h. den Maximalwert des lichtelektrischen Effektes schon bei verzögerndem Felde, und sodann verschwand bei ihnen der von Herrn Lenard als Kennzeichen einer Oberflächenkraft gedeutete Knickpunkt.

Aus diesen Ergebnissen zogen sie den Schluß, daß ultraviolettes Licht einer bestimmten Wellenlänge Elektronen auslöst, die eine einheitliche Geschwindigkeit oder jedenfalls nur wenig voneinander abweichende Geschwindigkeiten besitzen. Dieser Schluß wurde durch Messungen mit spektral zerlegtem Licht bestätigt.

In einer jüngst erschienenen Arbeit gelangte nun Herr Klages [5]) auf Grund seiner Beobachtungen zu einem entgegen-

---

[1]) O. v. Baeyer, Verh. d. D. Phys. Ges. **10**, 96 u. 953, 1908; Phys. ZS. **10**, 168, 1909.

[2]) E. Ladenburg und K. Markau, ebenda **10**, 562, 1908; Phys. ZS. **9**, 821, 1908.

[3]) Es sei hier darauf hingewiesen, daß die vorliegende Arbeit sich nur mit dem normalen lichtelektrischen Effekt beschäftigt und die erhaltenen Resultate nicht für den selektiven lichtelektrischen Effekt, wie er von Pohl und Pringsheim an Alkalimetallen beobachtet worden ist, gelten.

[4]) P. Lenard, Ann. d. Phys. (4) **8**, 149, 1902.

[5]) A. Klages, ebenda (4) **31**, 343, 1910; Diss. Heidelberg 1909.

gesetzten Ergebnisse. Nach seiner Ansicht ist die Reflexion von Kathodenstrahlen bei der Ermittelung der Mengen- und Geschwindigkeitsverteilungskurve nicht wesentlich von Einfluß. Auch war in seinen Kurven der LENARDsche Knickpunkt vorhanden.

Eine von dem einen von uns (A. GEHRTS) ausgeführte, demnächst erscheinende Arbeit führte zu einer Bestätigung der Resultate der Herren LADENBURG und MARKAU. Es ließ sich in demselben Versuchsrohre lediglich durch Vergrößerung des Abstandes der bestrahlten Platte von der Auffangplatte (was auf eine Verminderung des Einflusses der Reflexion hinausläuft, wenn die Umgebung der bestrahlten Platte ein geringes Reflexionsvermögen besitzt) ohne sonstige Änderungen der Versuchsbedingungen die LENARDsche Kurve in die entsprechende der Herren LADENBURG und MARKAU überführen.

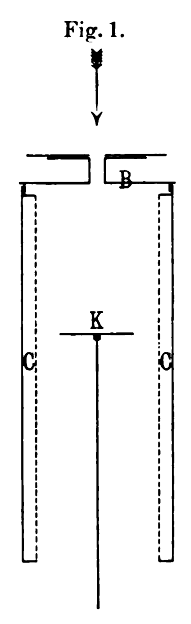
Die von den Herren LADENBURG und MARKAU erhaltenen Kurven zeigen nun außer ihrem qualitativen Verlauf noch eine wesentliche Abweichung gegen alle früheren Messungen. Sie ergeben nämlich viel höhere Anfangsgeschwindigkeiten, als sie sonst beobachtet wurden. Es erschien deshalb wünschenswert, zu untersuchen, ob die beobachteten Werte der Anfangsgeschwindigkeiten lediglich durch die Vermeidung der reflektierten Elektronenstrahlung bedingt sind, oder ob noch andere Umstände hier mitspielen.

I. Versuche an Rußoberflächen. Zunächst stellten wir einige Versuche an Rußoberflächen an, wie sie von LADENBURG und MARKAU verwendet wurden, da wir hier die geringsten Störungen durch reflektiertes Licht zu erwarten hatten. Wir benutzten folgende Versuchsanordnung (Fig. 1):

Die bestrahlte Platte K von 3 cm Durchmesser — eine mit Wachskerzen- oder Terpentinruß überzogene Messingplatte — ließ sich in einem 15 cm langen, 6 cm weiten berußten Messingzylinder C sich selbst parallel verschieben. Dem Messingzylinder C war innen ein gleichfalls berußtes Drahtnetz im Abstande von 5 mm vorgelagert. Ferner war der Zylinder C einseitig durch eine hochglanzpolierte Kappe B mit einem 5-mm-Diaphragma zum Durchtritte des Lichtes verschlossen. Als Ultraviolettstrahlquelle diente eine Quarzquecksilber-Hochdrucklampe, die, durch

140 Volt Akkumulatorenstrom gespeist, mit 2,5 Amp. und 85 Volt Klemmenspannung brannte. Glimmerdiaphragmen verhinderten, daß irgend welche anderen Teile mit Ausnahme der Kathode K von direktem, ultraviolettem Licht getroffen wurden. Das Ganze befand sich in einem Glasgefäße mit einem Quarzfenster und einem Ansatzrohr zur Aufnahme von Kokosnußkohle. Das Versuchsrohr wurde zunächst an einer Gaedepumpe unter kräftigem Erhitzen der Kohle (auf 400° C) evakuiert, bis die Entladungen eines 5-cm-Induktors nicht mehr durch das Rohr gingen, dann abgeschmolzen und nach dem DEWARschen Verfahren durch Kühlen der Kohle in flüssiger Luft von den noch übrigen Gasresten soweit als möglich befreit. Während des Evakuierens wurden die Entladungen des Induktoriums zeitweise durch das Versuchsrohr geschickt, um die Rußschichten möglichst von den absorbierten Gasen zu befreien. Gemessen wurde der von der durch Bernstein isolierten Platte K abfließende Strom mittels Elektrometer und Bronsonwiderstand bei variablem Felde zwischen K einerseits, sowie B und C andererseits. Im folgenden ist stets die zwischen K sowie B und C herrschende Potentialdifferenz V negativ gerechnet, wenn sie die an K ausgelösten Elektronen beschleunigt.

Fig. 1.



Von den zahlreichen so ermittelten Mengen- und Geschwindigkeitsverteilungskurven seien nur folgende zwei bei einem Abstande $K-B = 7$ mm und $K-B = 90$ mm unmittelbar nacheinander aufgenommenen Kurven mitgeteilt (Fig. 2).

Kurve I (Abstand $K-B = 7$ mm) ähnelt durchaus der von Herrn LENARD zuerst ermittelten Mengen- und Geschwindigkeitsverteilungskurve und ergibt als Wert für die Maximalanfangsgeschwindigkeit 1,2 Volt ganz im Einklang mit den Angaben der Herren LENARD [1]) und LIENHOP [2]).

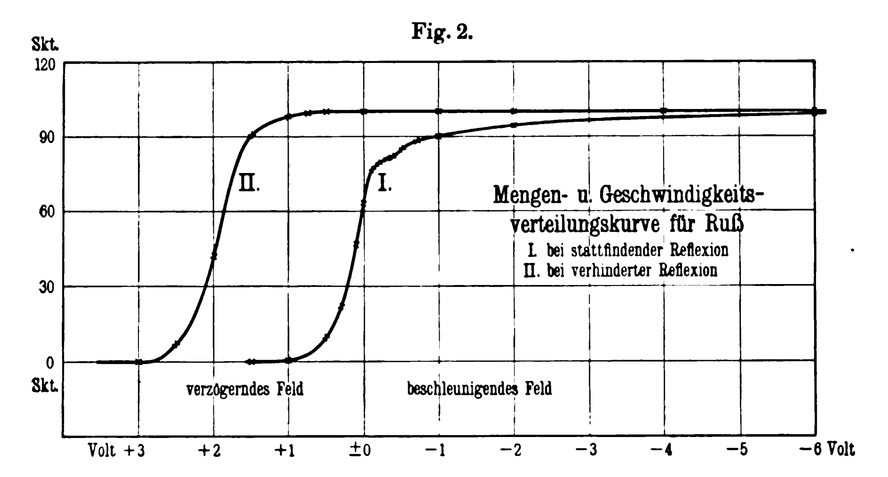
---

[1]) P. LENARD, Ann. d. Phys. (4) 8, 149, 1902.
[2]) A. LIENHOP, ebenda (4) 21, 281, 1906.

Vergrößert man nun den Abstand KB auf 90 mm, so fällt nur ein kleiner Teil der Primärstrahlung auf die polierte Messingfläche B, andererseits kann die hier reflektierte Elektronenstrahlung nur in unbeträchtlicher Menge K wieder erreichen. Eine Reflexion der Primärstrahlung an den Wänden des Zylinders C ist durch die Berußung und das vorgesetzte berußte Drahtnetz verhindert. Die so erhaltene Kurve II stimmt mit der entsprechenden Kurve der Herren LADENBURG und MARKAU überein.

Der aus der Kurve II zu entnehmende Wert für die maximale Anfangsgeschwindigkeit (d. h. der Punkt, wo die Kurve die

Fig. 2.



Abszissenachse erreicht) ist ungefähr 2,7 Volt. Man sieht hieraus, daß die Bestimmung der Anfangsgeschwindigkeit ganz verschiedene Werte ergeben kann, je nachdem die Elektronenreflexion vermieden wird oder nicht.

Vergrößert man den Abstand KB von 7 mm an allmählich, so erhält man natürlich Kurven, die zwischen den Kurven I und II der Fig. 2 liegen. Von einer Entfernung von etwa 5 cm an erhält man innerhalb der Fehlergrenzen immer dieselben Kurven, so daß von diesem Punkte an die Reflexion offenbar keine Rolle mehr spielt.

Es mag noch erwähnt werden, daß die maximale Anfangsgeschwindigkeit auch nach der Methode der Selbstaufladung der bestrahlten Platte bestimmt wurde. Zu dem Zwecke wurde diese

mit einem Elektrometer nach ELSTER und GEITEL[1]) mit freischwebendem Faden verbunden, während der Zylinder C geerdet wurde. Es ergaben sich Werte, die vollkommen mit den aus den Geschwindigkeitsverteilungskurven ermittelten übereinstimmten.

Eine Erklärung dafür, daß man bei Anwesenheit der Reflexion zu kleine Werte für die maximale Anfangsgeschwindigkeit erhält, läßt sich unschwer geben. Das die primären (lichtelektrisch ausgelösten) Elektronen verzögernde Feld unterstützt nämlich die Reflexion und kann bei einer bestimmten Größe bewirken, daß ebensoviele Elektronen die Auffangplatte verlassen und an die bestrahlte Platte K zurückgelangen, wie ursprünglich von K ausgegangen sind. Dies ergibt also den Punkt der Kurve I, wo sie die Abszissenachse schneidet. Wollte man aus dieser Kurve die Maximalanfangsgeschwindigkeit der Elektronen entnehmen, so würde man natürlich einen zu kleinen Wert erhalten. Die Differenz zwischen diesem und dem wahren Werte der Maximalanfangsgeschwindigkeit hängt von der Stärke der Elektronenreflexion und dem Feldverlauf ab.

Bei Wiederholung dieser Versuche fanden wir nun, daß die Werte der maximalen Anfangsgeschwindigkeit schwankten. Man erhielt je nach der Zeit, die zwischen dem Evakuieren und der Messung lag, und auch je nach Behandlung der Rußschicht Werte, die zwischen 4 und 2,5 Volt lagen.

Das Schwanken des Wertes der Maximalanfangsgeschwindigkeit für Ruß bei verhinderter Reflexion glauben wir dem Umstande zuschreiben zu dürfen, daß Ruß ein zu wenig definierter Körper ist und sich wohl kaum vollständig von Oberflächenschichten befreien läßt. Wir gingen daher zu Messungen an anderen Substanzen über.

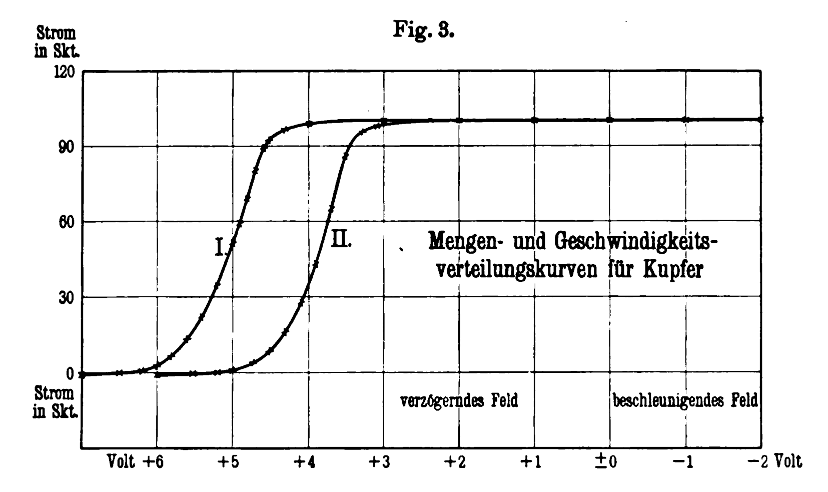
II. Versuche an Kupfer, Aluminium und Gold. Wir ersetzten zunächst die Rußplatte durch eine mittels Wiener Kalk und Alkohol hochglanzpolierte Kupferplatte und konnten mit gleichem Erfolge wie bei Ruß einen Einfluß der reflektierten Elektronenstrahlung auf die Mengen- und Geschwindigkeitsverteilungskurven, wie auch die zu beobachtende maximale Anfangsgeschwindigkeit nachweisen. Bei einem Abstande der be-

---

[1]) J. ELSTER und H. GEITEL, Phys. ZS. 10, 664, 1909.

strahlten Kupferplatte von der Zylinderkappe von 10 mm erhielten wir einen Wert von 1,66 Volt maximal. Herr E. LADENBURG [1]) fand in einem innen versilberten Versuchsrohr, also bei stattfindender Reflexion, einen Wert von 1,69 Volt für die Anfangsgeschwindigkeit, bei einer Wellenlänge von 201 $\mu\mu$. Wurde die Reflexion vermieden, so erhielten wir ganz analoge Kurven wie bei Ruß. Nur waren die Anfangsgeschwindigkeiten noch höher als bei Ruß. So wurde eine Kurve mit einer hochglanzpolierten Kupferplatte aufgenommen, nachdem die Kokosnußkohle unmittelbar nach dem Abschmelzen des Rohres von der Gaedepumpe vier

Fig. 3.



Stunden mit flüssiger Luft gekühlt worden war. Das Ergebnis zeigt Fig. 3, Kurve I. Die Maximalanfangsgeschwindigkeit beträgt etwa 6,3 Volt, die kleinsten merkbar vorkommenden Anfangsgeschwindigkeiten etwa 4 Volt (entsprechend dem Werte des verzögernden Feldes, wo Sättigung eintritt). Kurve II wurde an derselben Platte am folgenden Tage erhalten, wobei die Kokosnußkohle 24 Stunden lang nach dem Abschmelzen in flüssiger Luft gestanden hatte. Die Werte für die Anfangsgeschwindigkeiten sind 5,2 bzw. 3 Volt. Nach einer Woche war der Wert der maximalen Anfangsgeschwindigkeit auf 3,5 Volt gesunken,

[1]) E. LADENBURG, Verh. d. D. Phys. Ges. 9, 504, 1907; Phys. ZS. 8, 592, 1907.



Es zeigen sich also bei Kupfer ebenso wie bei Ruß Ermüdungserscheinungen. Charakteristisch für die Kurven ist, daß der steile Anstieg immer in demselben Geschwindigkeitsbereich, etwa 2 bis 2,5 Volt, liegt. Die beiden Kurven der Fig. 3 sind auf gleichen Ordinatenmaßstab umgerechnet, um ihre ähnliche Gestalt besser ins Auge treten zu lassen. Durch eine einfache Parallelverschiebung längs der Abszissenachse läßt sich die eine in die andere überführen.

In den nicht umgerechneten Kurven ging Hand in Hand mit dem Sinken des Wertes der maximalen Anfangsgeschwindigkeit stets eine Abnahme des Gesamtstromes. Letzterer wurde aus der Größe des Elektrometerausschlages und der Stellung einer in den Strahlengang der Lampe eingeschalteten Irisblende beurteilt.

Die hier geschilderten Ermüdungserscheinungen lassen sich wohl am einfachsten durch Oberflächenschichten erklären. Nach den Untersuchungen von HALLWACHS [1]) sind die an Metalloberflächen anhaftenden Gashäute die hauptsächlichste Ursache der Ermüdung, wobei allerdings diese Ermüdung sich auf die Zahl der austretenden Elektronen, nicht auf ihre Anfangsgeschwindigkeit bezieht. Der größte von uns je beobachtete Wert für die Maximalanfangsgeschwindigkeit ist 6,3 Volt. Dieser Wert wurde nur dann beobachtet, wenn die Platte während des Evakuierens durch die Entladungen eines Induktoriums unter Zerstäubung gründlich von Oberflächenschichten gereinigt wurde. Lagern sich nun bei längerem Stehen im Vakuum auf diese Platte Gashäute, so werden die heraustretenden Elektronen zum Teil in diesen stecken bleiben und auf die übrigen, die Schicht passierenden Elektronen eine bremsende Wirkung ausüben. Derartige einfache Schichten müssen also eine Parallelverschiebung der Kurven längs der Abszissenachse bewirken. Der Umstand, daß trotz beständigen Kühlens der Kohle mit flüssiger Luft sich jene Oberflächenschichten bilden, legt die Vermutung nahe, daß sie aus Gasen (vielleicht Wasserstoff) bestehen, die von der Kohle nicht oder nur schwer absorbiert werden.

Die gleichen Beobachtungen wurden mit einer Aluminium- und Goldplatte gemacht. Auch hier war die größte beobachtete

---

[1]) W. HALLWACHS, Ann. d. Phys. (4) 23, 459, 1907.

maximale Anfangsgeschwindigkeit 6,3 Volt. Aluminium erforderte zur Erzielung dieser Anfangsgeschwindigkeiten eine ähnliche Behandlung wie Kupfer. Gold ergab hingegen jenen Wert auch einmal, als die Platte auf Hochglanz poliert und während des Evakuierens zum Schutze gegen die Induktorentladungen mit einer Kappe aus dünnem Aluminiumblech bedeckt war. Trat ein Amalgamieren des Goldes während des Evakuierens an der Gaedepumpe ein, so ergaben sich Werte von 1 bis 2 Volt für die Maximalanfangsgeschwindigkeit.

Sehr deutlich machte sich der Einfluß der Oberflächenschichten bei Aluminium geltend, als dieses grob geschmirgelt und während des Evakuierens mit der erwähnten Schutzkappe bedeckt war. Anfangs war ein beschleunigendes Potential von etwa 3 Volt erforderlich, um überhaupt Elektronen zum Austritt zu bringen; nach vielstündigem intensiven Bestrahlen mit der Quecksilberlampe war jedoch schon bei 0 Volt ein deutlich merkbarer Strom vorhanden. Die Bestrahlung bewirkte hier eine teilweise Vernichtung der Oberflächenschichten und eine Parallelverschiebung der Kurven in entgegengesetztem Sinne wie oben.

Bemerkenswert ist ferner, daß in den Fällen, wo ein Wert von 6,3 Volt für die Maximalanfangsgeschwindigkeit beobachtet wurde, der Strom, bezogen auf gleiche Lichtintensität, bei Kupfer, Aluminium und Gold nahe der gleiche war.

Unsere bisherigen Ergebnisse lassen sich gut durch die von Einstein[1]) auf Grund der Planckschen[2]) Quantentheorie gegebene einfache Formel darstellen.

Diese Beziehung lautet:

$$\varepsilon V = h\nu - P,$$

wo V die Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen in Volt, ε das elektrische Elementarquantum, $h\nu$ das Energiequantum für die Frequenz ν des wirksamen Lichtes, P die Arbeit ist, die das Elektron bei dem Verlassen des Körpers zu leisten hat.

Setzt man $P = 0$, so erhält man für $\lambda = 200\,\mu\mu$ $V = 6{,}3$ Volt, für $\lambda = 300\,\mu\mu$, was ungefähr die größte noch lichtelektrisch

[1]) M. Planck, Ann. d. Phys. (4) 31, 758, 1910.

[2]) A. Einstein, ebenda (4) 17, 145, 1905; Verh. d. D. Phys. Ges. 11, 482, 1909.

wirksame Wellenlänge ist, $V = 4{,}2$ Volt. Diese Werte stimmen nun merkwürdig gut mit den von uns an den verschiedenen Metallen bei entgasten Oberflächen gefundenen überein.

Die durch Ermüdungserscheinungen bedingte Parallelverschiebung kann man in der Formel durch verschiedene Werte von P darstellen.

Trotz der guten Übereinstimmung unserer Resultate mit der einfachen Formel EINSTEINS kann man von einer Bestätigung insofern noch nicht sprechen, als nicht bewiesen ist, daß die höchsten von uns beobachteten Anfangsgeschwindigkeiten wirklich die größten möglichen sind für die in Betracht kommende Wellenlänge.

Namentlich gilt dies im Hinblick auf eine nur in einem kurzen Auszuge vorliegende Arbeit des Herrn MILLIKAN [1]). Herr MILLIKAN hat seine Platten im Vakuum monatelang mit intensivem Lichte bestrahlt und findet dann bei Kupfer z. B. Geschwindigkeiten von etwa 20 Volt. In dem kurzen Berichte macht Herr MILLIKAN leider keine Angaben über seine Versuchsanordnung. Dauerbestrahlung haben wir bis jetzt nicht versucht. Aussichtsreicher erscheint uns, in dem Versuchsrohr selbst durch Zerstäuben etwa nach dem von Herrn LEITHÄUSER [2]) ausgearbeiteten Verfahren reine Metalloberflächen herzustellen und diese dann, ohne sie vorher mit Luft in Berührung zu bringen, zu bestrahlen.

III. Zusammenfassend lassen sich aus unseren Beobachtungen folgende Schlüsse ziehen:

1. Die wahren Anfangsgeschwindigkeiten lichtelektrisch ausgelöster Elektronen sind sehr stark abhängig von der Oberflächenbeschaffenheit.

2. Die wahren Anfangsgeschwindigkeiten lassen sich nur beobachten, wenn man die sekundären Erscheinungen an den von den Elektronen getroffenen Metallteilen (Reflexion der Elektronenstrahlung) vermeidet.

Der Einfluß dieser Fehlerquelle ist ziemlich komplizierter Natur, da die Stärke der Elektronenreflexion wieder von der Geschwindigkeit der primären lichtelektrisch ausgelösten Elektronen stark abhängt, wie dies der eine von uns (A. GEHRTS) an

---

[1]) R. A. MILLIKAN, Phys. Rev. 30, 287, 1910.
[2]) G. LEITHÄUSER, ZS. f. Instrkd. 28, 113, 1908.

lichtelektrisch ausgelösten Elektronen gezeigt hat. So ist in dem Bereiche von 6 Volt primärer Geschwindigkeit eine sehr starke Reflexion vorhanden, während sehr kleine Geschwindigkeiten (1 bis 2 Volt) eine nur geringfügige Reflexion ergeben, weil so langsame Elektronen sich in einem mit den gebräuchlichen Mitteln erreichbaren Vakuum nicht mehr strahlenförmig ausbreiten, sondern sich sehr bald mit Gasmolekülen zu negativen Ionen vereinigen. Daraus folgt, daß gerade bei den hohen Anfangsgeschwindigkeiten von 6 Volt, wie unsere Versuche lehren, der Einfluß der Reflexion eine so große Rolle spielt.

Bei kleinen Anfangsgeschwindigkeiten, wie man sie fast immer erhält, wenn man die bestrahlten Oberflächen nicht von ihrer Gashaut, z. B. durch Induktorentladungen befreit, ändert die Reflexion nur die Form der Geschwindigkeitsverteilungskurve, ohne dabei die Messung der Anfangsgeschwindigkeit beträchtlich zu beeinflussen.

So erklärt sich, daß sich in der Literatur mehrfach Angaben finden, wonach die Reflexion überhaupt keinen Einfluß auf die Anfangsgeschwindigkeit bei solchen Versuchen haben soll.

3. Die Werte der Anfangsgeschwindigkeiten bei Gold, Kupfer, Aluminium sind bei möglichst reiner Oberfläche praktisch gleich. Bei unseren Versuchen waren die größten Werte 6,3 Volt entsprechend der kürzesten wirksamen Wellenlänge von etwa 200 $\mu\mu$.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität, Oktober 1910.



Elektrizitätsübergang durch sehr kurze Trennungsstrecken;

von G. Hoffmann.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 82. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Königsberg am 20. September 1910.)

(Vgl. oben S. 732.)

Die Elektrizitätsübertragung zwischen zwei durch Luft getrennten Metallstücken ist angewiesen auf die Ionen, welche durch äußere Ursache im Gase entstehen, solange die Potentialdifferenz unter einer bestimmten Größe bleibt, die für Luft etwa 340 Volt beträgt. Dies gilt auch für außerordentlich kleine Abstände der Metallflächen: erst wenn die Metallflächen sich berühren, ist ein Strom möglich, der bei ganz geringen Potentialdifferenzen nun sehr bedeutende Beiträge erreicht. Existieren zwischen diesen beiden Strömungsmöglichkeiten Zwischenzustände und sind diese beobachtbar?

Für einstweilen unmeßbar kleine Abstände betreten wir hiermit das Gebiet der Kohärerererscheinungen, das, mit veranlaßt durch seine praktische Bedeutung, auch in Deutschland zahlreiche Durchforschungen erfahren hat. Strömungen durch gemessene Abstände, mit Spannungen zwischen 40 und 400 Volt erzeugt, sind wohl zuerst 1901 von Earhart [1]) untersucht worden. Von diesem Beobachter rührt auch eine zweite Untersuchung her aus dem Jahre 1908, ferner sind Messungen von Kinsley [2]) und von Hobbs [3]) im Jahre 1905 über den gleichen Gegenstand publiziert.

Wegen der außerordentlichen Kleinheit der herzustellenden und zu messenden Abstände dient als Grundlage bei diesen Arbeiten das Interferometer von Michelson. Die Kontaktorgane: Nadelspitzen, Halbkugeln, Platten sind isoliert und möglichst starr so befestigt, daß die gegenseitige Entfernung durch die Interferometerschraube geändert werden und durch die Ver-

---

1) Earhart, Phil. Mag. (6) **1**, 147, 1901; (6) **16**, 48, 1908.
2) Kinsley, ebenda (6) **9**, 692, 1905.
3) Hobbs, ebenda (6) **10**, 617, 1905.

schiebung der Interferenzstreifen gemessen werden kann. Es wird zunächst eine geringe Spannung, z. B. 1 Volt, angelegt — der Stromkreis enthält einen Widerstand und ein empfindliches Galvanometer — und die Kontaktorgane soweit genähert, bis Stromdurchgang erfolgt, dann wird der gewünschte Abstand durch Drehen der Schraube erzeugt und nun die Spannung so lange erhöht — gemessen durch ein parallel geschaltetes Voltmeter —, bis die Entladung einsetzt.

Die Arbeiten stimmen in dem Ergebnis überein, daß Stromübergänge durch Abstände unter $^1/_{800}$ mm möglich sind, und zwar ist die erforderliche Durchschlagsspannung proportional dem Abstande, scheint unabhängig von der umgebenden Luftart, jedoch abhängig von der Natur des Metalles, mit dieser nur gering (ein- bis zweifacher Betrag) variierend. Hinsichtlich der Größe der Grenzspannung (Durchschlagsspannung dividiert durch Abstand) zeigen jedoch die Beobachter unter sich wenig Übereinstimmung, z. B. folgt aus der Earhartschen Arbeit von 1908 ein etwa dreimal so großer Betrag der Grenzspannung, wie 1901 angegeben, die Messungen von Herrn Kinsley — die durch die außerordentlich kleinen Abstände, die benutzt wurden, besonders starken Störungen ausgesetzt waren — zeigen zwar für die einzelnen Beobachtungsnächte (meist nachts gemessen, um von Erschütterungen nicht gestört zu werden) Proportionalität zwischen Abstand und Potentialdifferenz, aber bei der graphischen Zusammenstellung der Resultate ergeben sich für dasselbe Metall gerade Linien, die einen beträchtlichen Teil des Quadranten ausfüllen, unterschieden durch das Datum. Offenbar hat die Oberflächenbeschaffenheit von Tag zu Tag variiert. Hobbs gibt in seinen Endwerten nicht solche Diskrepanzen an, wenngleich auch er über Störungen verschiedener Art klagt.

Die hauptsächlichsten Störungen, die auch von den Autoren angegeben werden, sind: 1. Erschütterungen, 2. Zerstörung der Oberfläche bei der der Messung vorhergehenden Kontaktprobe. Hierzu kam 3. die Unmöglichkeit einer Nachprüfung der Nullstellung, da die starke Entladung die Kontaktstelle zerstörte, die daher ausgewechselt werden mußte. Von anderen Autoren ist dann die ganze Realität der Erscheinung angezweifelt und durch eine 4. unabhängige Bewegung der Kontaktflächen aufeinander

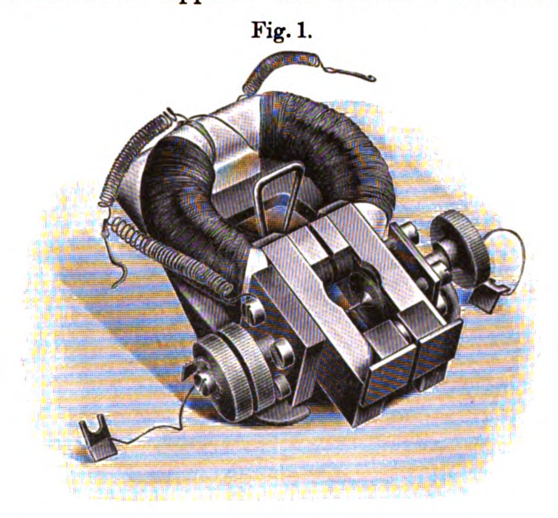
zu unter dem Einfluß der elektrostatischen Spannungen erklärt worden, ohne daß der Beobachter eine Verschiebung der Interferenzstreifen bemerkt, weil der Schlitten des Interferometers nicht folgt.

Mein erster Apparat ersetzt die Schraubenbewegung durch das Heben und Senken eines Flüssigkeitsniveaus. Der Träger des einen Kontaktes ist ein kräftiger Dreifuß, der den äußerlich wesentlichsten Bestandteil des Apparates ausmacht, er ist durch seine Stellschrauben verstellbar. Die Feinbewegung erfolgt bei dem anderen Kontaktteil: sein Träger ruht auf flachen Gummibeuteln, welche Quecksilber enthalten, das aus einem Vorratsgefäß durch Überschichten von Wasser ausgetrieben wird. Die Wasserbewegung wird durch einen Gummiballon ermöglicht, der durch eine feine Schraubenpresse gedrückt wird. Diese Presse stand auf einem besonderen Tische, verbunden mit dem Hauptapparat durch einen Gummischlauch, durch den Erschütterungen beim Schrauben nicht übertragen wurden. Mehrere Umdrehungen dieser Schraube entsprechen bei dieser hydraulischen Übertragung der Verstellung des Elektrodenabstandes um eine Lichtwellenlänge. So ist ein sehr sanftes Anlegen der Berührungsflächen möglich (vgl. oben 2). Diese bestanden aus einer sorgfältig geschliffenen und polierten Stahlspitze, der eine polierte Stahlfläche (Querschnitt durch eine Nähnadel) genähert wurde. Die Stahlflächen waren unmittelbar in Bohrungen von zwei Glasflächen (Plan- und Konvexfläche, an den zugekehrten Seiten platiniert) so eingekittet, daß sie etwas über die Glasoberflächen hinausragten. Durch eine geeignete Prismenoptik wurde einfarbiges Licht — grüne Linie einer Quarz-Quecksilberlampe mit Absorptionsfilter — senkrecht durch die Gläser hindurchgeführt in ein Mikroskop, durch dessen mit Teilung versehenes Okular scharfe Interferenzringe gesehen werden konnten. So war der Einwand unter Nr. 4 beseitigt. Übrigens kamen bei geringerer Krümmung des Spitzenendes Verschiebungen durch elektrostatische Kräfte zur Geltung und mußten kompensiert werden.

Um Zerstörung durch die elektrische Entladung an der Übertrittsstelle möglichst zu verringern (vgl. Nr. 3), wurden Voltmeter und Galvanometer durch zwei Elektrometer für hohe und für niedrige Spannungen ersetzt und mit hohem Flüssigkeitswiderstand oder mit einfacher Aufladung gearbeitet.

Der Apparat erwies sich jedoch trotz Schwimmvorrichtung und trotzdem er mit bleibeschwertem Stativ unter Zwischenschaltung von Gummipuffern auf einem im Erdboden fundierten Steinpfeiler stand, der vom übrigem Gebäude isoliert ist, als erschütterungsempfindlich. Jedes Türschließen, jeder kräftige Hammerschlag in der Werkstatt wurde durch ein Zittern der Ringe markiert. In der Nacht wurden die Messungen für Stahl durchgeführt, die in Fig. 4 eingezeichnet sind. Es zeigte sich jedoch, daß an zahlreichen Messungen gewonnene Erfahrung nötig ist, um Exaktheit zu erlangen, ein handlicherer und auch bei Tage benutzbarer Apparat war deshalb wünschenswert.

Fig. 1.



Ich schritt daher zur Konstruktion des zweiten Apparates. Er ist in Fig. 1 abgebildet. Ein Eisenring, an der einen Seite geschlitzt, an der anderen Seite auf einer Grundplatte befestigt, trägt eine Emailledrahtwickelung. Durchfließt diese ein Strom, der durch einen Walzenrheostat kontinuierlich (Schleifkontakte gegen Stromunterbrechung besonders gesichert) verändert werden kann, so biegt sich der Ring unter dem Einfluß der magnetischen Kräfte der Stromstärke entsprechend zusammen. Die Dimensionen (13 mm Kerndurchmesser, 6 cm Ringdurchmesser) sind so gewählt, daß ohne merkliche Stromwärme eine Abstandsänderung von ein bis zwei hundertstel Millimeter erreicht werden kann.

Der Ring trägt zwei angelötete Messingstücke, in die zwei Schrauben, isoliert einerseits mit Bernstein, andererseits mit Hartgummi, mechanisch gesichert eingesetzt sind. Diese Schrauben tragen vorn, eingelötet, Drahtstücke aus dem zu untersuchenden Metall, von denen das eine abgeschliffen, das andere zugespitzt und vorn durch Polieren gerundet ist. Die Kontaktflächen werden zunächst von Hand unter einem Mikroskop auf einen Abstand von $^1/_{200}$ mm gebracht. Die Messung der Bewegung unter dem Einfluß der magnetischen Kräfte erfolgt dann durch Beobachtung von Interferenzringen, die am vordersten Ende des Apparates erzeugt werden. Hier befindet sich eine vertikale, plankonvexe „platinierte Luftschicht“ von $^1/_2$ mm Dicke, die das Licht horizontal durchsetzt, während vor und hinter dieser Schicht der Strahlengang rechtwinklig durch Prismenflächen umgebrochen ist. Vorn, unter den Prismen, ist dann noch ein Gummipfropfen eingeklemmt, der etwa auftretende stimmgabelartige Schwingungen des Apparates dämpft.

Dieser Apparat erfüllt die Bedingung, erschütterungsunempfindlich zu sein, in außerordentlich hohem Maße. Wenn nicht in seiner unmittelbaren Nachbarschaft auf die Unterlage geklopft wird, ist eine Veränderung in der Deutlichkeit der Interferenzstreifen nicht zu beobachten: die Amplitude etwaiger Schwingungen ist also sicher kleiner als $^1/_{40}$ Wellenlänge.

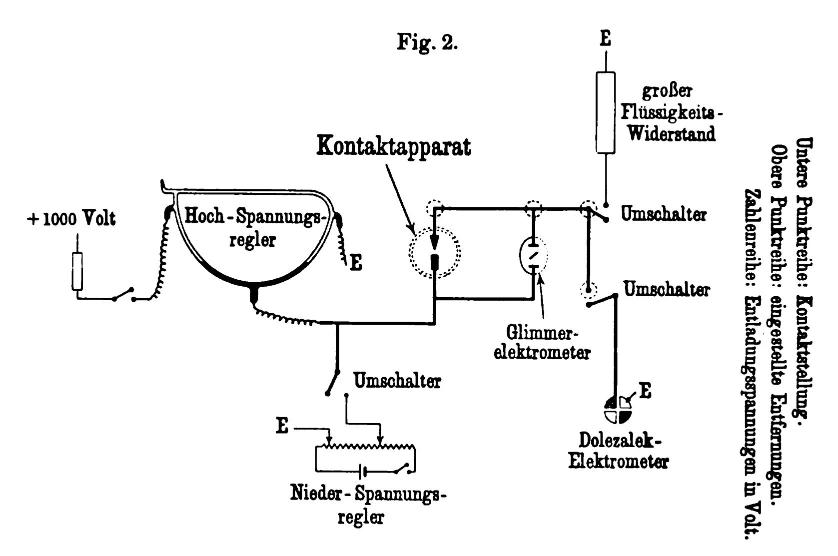
Die Kontaktflächen können vor und nach der Messung unter dem Mikroskop beobachtet und stärkere Änderungen bemerkt werden.

Die Anordnung kann ins Vakuum gebracht werden; eine eiserne emaillierte Schale, die mit geeigneten Hartgummi- und Bernsteindurchführungen versehen ist, nimmt sie auf. Durch ein Spiegelglas als Deckel können die Interferenzringe im Meßmikroskop erscheinen. Die Abdichtung erfolgt ohne Fett durch Quecksilber. Im genügend hohen Vakuum wird man auch unabhängig von der oberen Grenze von 340 Volt und kann die Metallphänomene bei größeren Abständen und Spannungen studieren. (Ein seitlich angebrachtes Geißlerrohr dient zur Kontrolle des Vakuums.)

An der Hand der Schaltungsskizze (vgl. Fig. 2) möchte ich jetzt den bisherigen Gang der Messungen erläutern. In der

Mitte ist der Kontaktapparat schematisch angedeutet. Unmittelbar an seinen Enden liegt das Glimmerblattelektrometer, das also jederzeit die zwischen den Elektroden herrschende Spannung anzeigt. Die an die Spitze anschließende Leitung, die an den Ecken durch punktierte Ringe ausgezeichnet ist, ist durch Bernstein isoliert und elektrostatisch geschützt. Sie kann durch Umschalter durch einen Flüssigkeitswiderstand von etwa $3 \cdot 10^{10}$ Ohm geerdet

Fig. 2.



werden oder isoliert sein, und durch einen zweiten Umschalter kann ein Dolezalekelektrometer (1 Volt = 1700 mm) angeschaltet werden.

Es wird zunächst durch den Niederspannungsregler eine geringe Spannung, z. B. 1 Volt, an die andere Seite des Kontaktapparates gelegt, und die Elektroden so lange langsam genähert, bis das Dolezalekinstrument einen Stromübergang auf den isolierten Teil anzeigt. Diese Stellung wird als Nullstellung gerechnet, und nun ein Abstand, der durch Verschiebung der Interferenzringe gemessen wird, hergestellt. Dann wird nach Abschaltung der Niederspannung und des Dolezalekinstruments durch den Hochspannungsregler eine langsam ansteigende Spannung angelegt, jederzeit angegeben durch das Glimmerelektrometer, bis das Konstantbleiben oder Zurückgehen des Ausschlages dieses Instruments

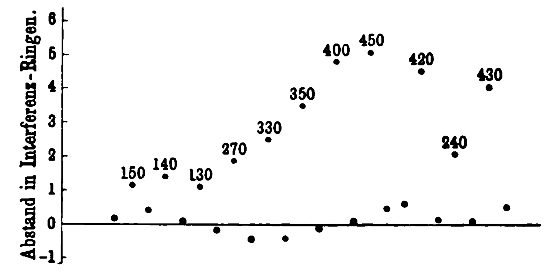
das Übergehen von Elektrizität durch die Trennungsstrecke anzeigt. Die maximal beobachtete Spannung wird als Meßresultat notiert und dann die Nullpunktskontrolle mit Niederspannung wiederholt. Diese Nachprüfung der Null ist sehr wichtig.

Aus solchen abwechselnden Messungen setzen sich die Beobachtungen zusammen.

Der in der Figur nur schematisch gezeichnete Hochspannungsregler besteht aus einem in sich geschlossenen Glasrohr, dessen Ende zugeschmolzen ist, gefüllt mit flüssigem Cadmiumamalgam (schwarz gezeichnet) und mit Jodcadmium-Amylalkohollösung. Der Apparat kann um eine horizontale Achse gedreht werden und

Fig. 3.

Messung vom 13. Sept. 1910.
stumpfe Pt Spitze → Pt Platte.



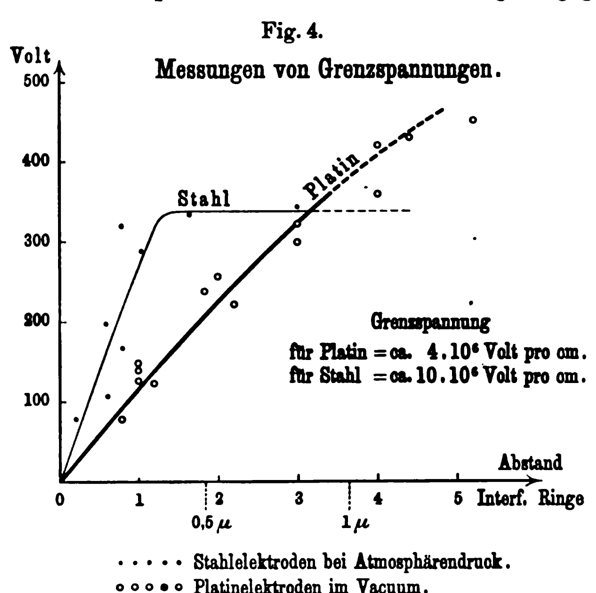
gestattet so das kontinuierliche Variieren der an der Mittelelektrode auftretenden Spannung.

Ich führe nun an der Hand einer graphischen Darstellung (vgl. Fig. 3) den Gang einer beliebigen Meßreihe vor. Die seitlichen Zahlen bedeuten Abstände in Interferenzringen der grünen Hg-Linie (halbe Wellenlängen). Der Nullpunkt der Zählung ist natürlich willkürlich. Man sieht, daß die Kontaktstellung merklichen Schwankungen unterworfen ist. Diese Schwankungen deuten auf bisher noch nicht überwundene Oberflächenstörungen. Daß bei sehr scharfer (nicht merklich rund polierter) Spitze diese Störung jede Messung illusorisch macht, wird durch graphische Darstellung einer entsprechenden Meßreihe gezeigt (hier nicht reproduziert), welche lehrt, daß bei jeder Entladung mehrere Wellenlängen Material zerstört wurden.

Wie weit die bisherigen Beobachtungen Übereinstimmung zeigen, ist aus der Zusammenstellung mehrerer Meßreihen in folgender Skizze ersichtlich (vgl. Fig. 4). Auch meine Messungen zeigen ein Ansteigen der Durchschlagsspannung proportional mit dem Abstand, und zwar verschieden für die beiden untersuchten Metalle.

Es handelt sich bei meinen Flächen schon um besondere, wenn auch noch nicht ideale Metallflächen; sie sind hochglanzpoliert, fast mikroskopisch schrammenfrei und sorgfältig gereinigt.

Fig. 4.



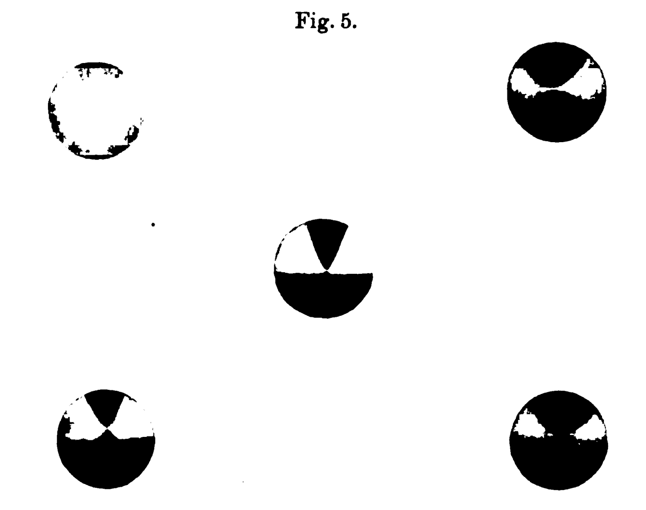
Jede Verunreinigung durch bröckliches Metall, Furchen und Grat, Metallstaub setzt die Größe der Durchschlagsspannung herab, daher sind bei Flächen, die ohne besondere Vorsicht gehandhabt werden, Bruchteile meiner Feldstärken zur Einleitung der Entladung ausreichend. In diesem Sinne sind auch die niedrigeren Werte der englischen Arbeiten zu deuten.

Aus den aufgenommenen Mikrophotographien (vgl. Fig. 5) gewinnt man einen Eindruck von dem Anblick, den die Kontaktorgane unter dem Mikroskop machen. Es stehen sich scheinbar zwei Spitzen gegenüber. Die eine Spitze aber ist nur ein Spiegel-

bild in der entgegenstehenden ebenen Fläche. Die abgebildeten Spitzen haben verschiedene Krümmung, ein Einfluß auf die Grenzspannung ist nicht merkbar. Die Abstände Spitze—Spitze betragen ungefähr $^1/_{150}$ mm, die wahren Abstände Spitze—Platte die Hälfte. Bei den unteren Bildern und dem mittleren Bild, die die Zustände nach häufigeren Entladungen wiedergeben, ist vielleicht in der Reproduktion noch zwischen den Spitzen ein Fleckchen zu erkennen, das wohl als eine Anhäufung von Metallstaub zu deuten ist, hervorgerufen durch die Entladung.

Die absoluten Werte der gemessenen Feldstärken tragen provisorischen Charakter; sie sind mit ihrer nach Millionen Volt

Fig. 5.



pro Zentimeter zählenden Größe die größten bisher beobachteten. Ihnen entsprechen rechnungsmäßig mechanische Zugkräfte von 5,5 bzw. 35 kg pro Quadratzentimeter. Bei den Platinmessungen wäre übrigens mit einem nicht viel von Eins verschiedenen Faktor zu multiplizieren, weil die Interferenzringe zur Abstandmessung in einiger Entfernung von den Kontaktflächen erzeugt werden.

Richardson schließt aus seinen Messungen über den Austritt von Elektronen aus glühenden Metallflächen, daß die Austrittsarbeit durch eine Potentialdifferenz von einigen Volt gegeben ist. Dividieren wir diese Größe durch eine Länge, die dem Molekularradius der Gastheorie gleichkommt, so kommen wir zu Feldstärken,

denen sich die oben gemessenen der Größenordnung nach nähern. Es bedarf jedoch noch weiterer Messungen und Verbesserungen der Versuchsanordnung, um für die Elektronentheorie Folgerungen zu ziehen.

Zum Schluß erwähne ich noch einen guten Kameraden, der mich bei meinen Messungen wesentlich unterstützt hat. Es ist dies das Elektrometer für hohe Spannungen. Die zu messenden Spannungen werden zwei Flächen zugeführt, in deren Feld ein platiniertes Glimmerblättchen in 45°-Stellung an einem ausgespannten Quarzfaden schwingt, gleichzeitig als Probekörper und Spiegel für objektive Ablesung dienend. Die Schwingungsdauer dieses Elektrometers ist unter einer Sekunde, die Dämpfung so, daß es in etwa 5 Sekunden zur Ruhe kommt; der Meßbereich durch Veränderung des Elektrodenabstandes beliebig einstellbar.

Über ein Filter für ultraviolette Strahlen und seine Anwendungen;

von H. Lehmann.

Mit Zusätzen.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 82. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Königsberg am 22. September 1910.)

(Vgl. oben S. 733.)

---

1. Viele optische Untersuchungen erfordern bekanntlich die Verwendung von sogenannten „Lichtfiltern", welche mehr oder weniger homogene Strahlengebiete von der übrigen Masse der Strahlen, die bei der Untersuchung sonst störend wirken würden, abzusondern gestatten. Eine besondere Stellung unter den Lichtfiltern nehmen nun diejenigen Filter ein, welche die unsichtbaren Strahlengebiete, entweder das Ultrarot oder das Ultraviolett, zu isolieren vermögen.

Für die Isolierung der verschiedenen Strahlengattungen kommen im wesentlichen zwei Methoden in Betracht: die Methode der Dispersion und die der Absorption.

Die Trennung der Strahlen durch Dispersion mittels sogenannter „Prismenfilter" ist schon öfters ausgeführt worden. Will man homogenes Licht isolieren, so kann hierzu schon jeder Spektralapparat dienen; besonders geeignet ist z. B. der von F. Löwe [1]) konstruierte „Monochromator" der Firma C. Zeiss.

Zur Absonderung eines größeren oder kleineren Spektralgebietes oder von Mischungen solcher Gebiete bedient man sich am besten des zuerst von H. v. Helmholtz [2]) angegebenen Prinzips: Zwei Spektralapparate werden in der Weise hintereinander aufgestellt, daß mittels des Spaltes des zweiten Apparates aus dem vom ersten Apparat entworfenen Spektrum das gewünschte Intervall herausgeblendet werden kann. Der Vorteil dieser Anordnung

---

[1]) F. Löwe, Über einen Spektralapparat mit fester Ablenkung. Phys. ZS. 8, 837, 1907.

[2]) H. v. Helmholtz, Handb. d. physiolog. Optik. 2. Aufl., 1896. S. 303.

beruht hauptsächlich in der Unschädlichmachung des falschen Lichtes, welches bei Verwendung nur eines Apparates infolge des Selbstleuchtens der optischen Teile für viele Zwecke sehr störend auftritt. H. v. HELMHOLTZ hat einen derartigen Apparat mit Quarzoptik zur Untersuchung des Auges mit ultraviolettem Lichte verwendet.

Ein ähnliches Prismenfilter mit Glasoptik benutzte ich vor 10 Jahren zu Untersuchungen im ultraroten Spektralgebiet [1]). Diesem Filter lag folgendes Prinzip zugrunde: Zwei identische Spektralapparate werden so hintereinander aufgestellt, daß der eine Apparat das Spiegelbild des anderen darstellt; in der Symmetrieebene sind eine oder mehrere verschiebbare Spalte angebracht, welche die gewünschten Strahlenintervalle herausblenden. Hierdurch wird eine präzise Wiedervereinigung der herausgeblendeten Spektralteile erzielt. In nächster Zeit werde ich über eine weitere Verbesserung dieses Prismenfilters berichten, die sich in der Hauptsache auf die Einfügung einer Kollektivlinse oder eines Kollektivspiegels (nach dem Prinzip der Autokollimation) in der Symmetrieebene bezieht. Bei Verwendung eines Kollektivspiegels benötigt man nur eines Spektralapparates.

2. Während nun das Prinzip der Dispersion sowohl eine scharfe Trennung der einzelnen Strahlengattungen voneinander als auch die Isolierung sehr enger Spektralgebiete gestattet, ist das mit Hilfe der Absorptionsfilter nicht in dem hohen Grade möglich. Durch gewisse Kunstgriffe, z. B. durch Verwendung von Lichtquellen mit geeignetem diskontinuierlichen Spektrum, kann man jedoch auch mit Absorptionsfiltern homogenes Licht oder das Licht scharf begrenzter Spektralgebiete erhalten, z. B. nach dem Vorgange von J. HARTMANN [2]). Jedenfalls sind für viele Versuche, namentlich für solche mehr qualitativer Natur, auch die Absorptionsfilter sehr wertvoll, besonders aus dem Grunde, weil man durch sie auf einer gleich großen Fläche eine weit höhere Beleuchtungsstärke erzielt, als durch ein Prismenfilter der üblichen Dimensionen, und das noch dazu auf viel einfacherem Wege.

---

[1]) H. LEHMANN, Die ultraroten Spektra der Alkalimetalle. Ann. d. Phys. (4) 5, 641, 1901.

[2]) J. HARTMANN, Eine Reihe von Filtern zur Erzeugung von homogenem Licht. ZS. f. wiss. Photogr. 1, 259, 1903.

Die Herstellung von Absorptionsfiltern geschieht seit Bestehen der Teerfarbstoffindustrie hauptsächlich unter Verwendung dieser Farbstoffe, da ihre Absorptionsstreifen relativ scharf begrenzt sind, auch ist die Anzahl der brauchbaren Farbstoffe eine sehr hohe, so daß man die Filter den verschiedenen Problemen leicht anpassen kann.

Es gibt nun natürlich auch Teerfarbstoffe, deren Absorptionsstreifen im sichtbaren Spektralgebiet liegen, während sie z. B. die ultravioletten Strahlen, wenigstens zum großen Teil, hindurchlassen. Auf einen derartigen Farbstoff, das Nitrosodimethylanilin, machte zuerst der Amerikaner WOOD aufmerksam[1]). Er fand, daß eine Lösung dieser Substanz in Glycerin oder fester Gelatine das Blau und Violett sowie größtenteils die Strahlen unterhalb 280 $\mu\mu$ absorbiert, während sie für das Intervall von 400 bis 280 $\mu\mu$ durchlässig ist. Später fanden E. VALENTA und P. KRÜSS[2]) Farbstoffe mit ähnlichen Eigenschaften. Um nun noch das Grün und das Rot abzuschneiden, für welche Strahlen obengenannte Substanz vollkommen durchlässig ist, kombinierte WOOD sie mit gewöhnlichem grünen Signalglas und blauem Kobaltglas. Etwas Grün wird aber von dieser Kombination noch durchgelassen. Auch absorbiert das gewöhnliche Glas und besonders das grüne Glas das Ultraviolett schon beträchtlich oberhalb 300 $\mu\mu$, so daß die Durchlässigkeit des Nitrosodimethylanilins nicht voll ausgenutzt wird.

Später hat Herr KALÄHNE[3]) die Versuche WOODs wiederholt, jedoch kombinierte er den genannten Farbstoff mit dem Jenaer Blauviolettglas, wodurch eine größere Undurchlässigkeit für die roten Strahlen erzielt wurde, als nach WOODs Vorschrift durch Kobaltglas allein. Doch auch hierbei wurde noch etwas Grün und Rot durchgelassen. Das Grün beseitigte Herr KALÄHNE durch eine Lösung von Fluoresceïnnatrium, während das Rot bei seinen Versuchen nicht störend wirkte.

Es ist aber zu beachten, daß das Blauviolettglas für Ultraviolett ganz bedeutend weniger durchlässig ist als das gewöhnliche Kobaltglas.

---

[1]) WOOD, Phil. Mag. (6) 6, 257, 1903.
[2]) P. KRÜSS, ZS. f. phys. Chem. 51, 264, 1905.
[3]) KALÄHNE, Phys. ZS. 5, 1, 1904.

3. Auch meine Versuche beziehen sich auf die Verwendung des Nitrosodimethylanilins. Die wässerige Lösung dieses Farbstoffes verwendet man am besten in Küvetten mit Wänden aus Quarz oder Jenaer UV-Kronglas: Das Lösungsmittel ist in etwa 5 mm Dicke noch gut für ultraviolette Strahlen durchlässig. Wendet man das Nitrosodimethylanilin in fester Lösung in Gelatine an, so präpariert man die Schicht am besten auf eine Quarz- oder UV-Kronglasplatte. In der dünnen, nur wenige hundertstel Millimeter dicken Schicht ist Gelatine fast vollkommen für das hier in Betracht kommende ultraviolette Gebiet durchlässig. Es mag noch bemerkt werden, daß die Absorptionsstreifen der wässerigen Lösung gegenüber der festen in Gelatine etwas nach dem brechbareren Ende des Spektrums verschoben sind. Die Wirkungen der beiden Lösungen sind infolgedessen nicht ganz gleich, was namentlich bei der Wahl der später zu erwähnenden Lichtquellen in Betracht zu ziehen ist. So wird z. B. von der von mir benutzten festen Lösung die erste ultraviolette Kohlenbande noch gut durchgelassen, während diese Strahlen von der wässerigen Lösung entsprechender Konzentration und Schichtdicke absorbiert werden.

Als geeignete Komponente zur Vernichtung der von diesem Farbstoff noch durchgelassenen sichtbaren Strahlen fand sich das Jenaer **Blau-Uviolglas.** Dieses Glas hat gegenüber allen anderen Farbgläsern oder entsprechenden Farbstoffen eine größere Durchlässigkeit für ultraviolette Strahlen, so daß man nunmehr in der Lage ist, die Durchlässigkeit des Nitrosodimethylanilins nahezu vollkommen auszunutzen.

Aber auch das Blau-Uviolglas ist für das äußerste Rot noch etwas durchlässig, so daß man bei Verwendung von Lichtquellen, die viel Rot enthalten, gezwungen ist, noch eine dritte Komponente zu diesem Filter hinzuzunehmen. Hierzu eignet sich eine 18 bis 22 proz. wässerige Lösung von Kupfersulfat in 5 mm Dicke[1]). Eine solche Lösung ist für das hier in Betracht kommende ultraviolette Gebiet gut durchlässig. Dieser Lösung entspricht hinsichtlich der Absorption im weniger brechbaren Spektralgebiet das blaue Kupferglas, doch ist dieses bisher nur aus gewöhn-

[1]) Versuche mit anderen Metallsalzen, z. B. mit Nickelsulfat, haben zu ähnlichen Resultaten geführt.



lichen Glasschmelzen hergestellt worden. Vorläufig muß man sich also der wässerigen Lösung des Kupfersulfats bedienen, die man am besten in Küvetten mit Wänden aus Quarzplatten oder wenigstens aus UV-Kronglasplatten verwendet.

Die hier beschriebene Filterkombination läßt sich nun mit Vorteil in folgende Form bringen: **Die beiden Wände der Küvette für die Kupfersulfatlösung sind als Filter ausgebildet,** und zwar bestehen sie aus Blau-Uviolglasplatten, deren Dicken zusammen so groß sind wie die, welche für das einfache Blau-Uviolglasfilter erforderlich ist. Auf die Außenfläche der einen Wand ist dann noch das Nitrosodimethylanilin in Gelatinelösung präpariert.

Da die Gelatineschicht leicht verletzlich ist, so kann man sie, nach einer Dreiteilung der Dicke des Blau-Uviolglasfilters, zwischen einer Wand der Küvette und einer dritten Blau-Uviolglasplatte einschließen.

Will man ferner auch das Nitrosodimethylanilin in wässeriger Lösung verwenden, so bedient man sich ebenfalls nach Dreiteilung des Blau-Uviolglasfilters mit Vorteil einer zweiteiligen Küvette, d. h. einer Küvette mit einer Zwischenwand. Mischungen des Kupfersulfats mit dem Farbstoff absorbieren leider das Ultraviolett vollständig.

Die beiden zuletzt beschriebenen Filterküvetten werden in runder Form von der Firma Carl Zeiss in Jena geliefert.

Der Vorteil der beschriebenen Anordnung besteht hauptsächlich in den geringeren Verlusten durch Reflexion und Absorption gegenüber der Anwendung getrennter Filterkomponenten und der Wände aus UV-Kronglas.

4. Was nun die Anwendungen dieses Filters betrifft, so ist hierüber folgendes zu sagen:

Zunächst kann das Filter bei der direkten Beobachtung ultravioletter Strahlen als Beobachtungs- oder Okularfilter dienen. Es kann also in gewissem Sinne die oben beschriebene Einrichtung von H. v. Helmholtz ersetzen. Dieser Forscher konnte nämlich mit seinem Prismenfilter einen großen Teil des im Sonnenspektrum enthaltenen ultravioletten Gebietes dem Auge direkt sichtbar machen. Die Wirkung dieser Strahlen auf das Auge ist eben so schwach, daß sie erst durch Anwendung be-

sonderer Vorrichtungen merklich wird. — Für Lichtquellen mit wenig ultravioletten Strahlen, wie z. B. gewöhnliche Glühlampen usw., ist das Filter in der von C. Zeiss gelieferten Ausführung vollkommen undurchsichtig. Dagegen läßt es von sehr hellen Lichtquellen, wie z. B. dem Bogenlicht, bei der spektroskopischen Prüfung noch eine Spur Grün und etwas Violett durch. Das Bogenlicht erscheint, mit dem bloßen Auge durch das Filter betrachtet, intensiv blau, nicht violett, was durch das auf das Auge wirkende Ultraviolett bewirkt wird, das bei so hoher Intensität blau erscheint. Die äußersten noch durch das Filter gehenden ultravioletten Strahlen erscheinen blaßblau oder „lavendelgrau", wenn man den üblichen Ausdruck gebrauchen will.

Die Absorption der einzelnen Komponenten könnte jedoch leicht noch soweit vergrößert werden, daß auch beim Bogenlicht die Absorption der sichtbaren Strahlen eine absolute ist, doch würde das nur auf Kosten des im Ultraviolett durchgelassenen Gebietes geschehen können. Überdies wird diese geringe Beimischung von sichtbarem Licht, dessen Intensität etwa nur ein Tausendstel von der des durchgelassenen Ultravioletts beträgt, kaum störend wirken, wie auch weiter unten angeführte Versuche bestätigen.

Sehr schwache Erscheinungen dieser Art wird man natürlich photographieren, da ja die photographische Platte für Strahlen der Wellenlänge von 300 bis 400 $\mu\mu$ noch sehr empfindlich ist. Als Objektiv verwendet man für diesen Fall am besten eine Linse aus Quarz oder Objektive aus ultraviolett-durchlässigen Gläsern.

Die zuletzt erwähnte Methode dürfte auch für gewisse Probleme der Astrophysik von Bedeutung sein, z. B. bei der Photographie der Sonnenscheibe, welche, nach Untersuchungen von Schwarzschild und Villiger[1]), auf diese Weise aufgenommen kugelförmig erscheint. Zum guten Gelingen dieses Versuches ist allerdings möglichst homogenes Licht erforderlich. Villiger und Schwarzschild verwandten zu diesem Zwecke nach einem Vorschlage von R. Straubel eine dünne Silberschicht, welche bekanntlich ein schmales Gebiet von etwa 320 bis 325 $\mu\mu$ durch-

---

[1]) K. Schwarzschild und W. Villiger, Über die Helligkeitsverteilung des ultravioletten Lichtes auf der Sonnenscheibe. Phys. ZS. 6, 737, 1905.

läßt. Das oben beschriebene Filter würde denselben Zweck erfüllen in Verbindung mit einer Jenaer Uranglasplatte, welche nach meinen Versuchen ebenfalls ein schmales Gebiet im Ultraviolett durchläßt.

Bei der photographischen Untersuchung kann man natürlich das Kupfersulfatfilter weglassen, da die gewöhnliche photographische Platte für das äußerste Rot außerordentlich viel weniger als für das Ultraviolett empfindlich ist.

5. Seine wertvollsten Eigenschaften aber entwickelt das Ultraviolettfilter bei Untersuchungen auf dem Gebiete der Photolumineszenz: einmal läßt es Erscheinungen dieser Art rein, ohne Beimischung fremden Lichtes, auftreten, sodann ermöglicht es die Auffindung geringster Spuren von Photolumineszenz.

Damit die Lumineszenz möglichst intensiv auftritt, ist natürlich die Verwendung besonders geeigneter Lichtquellen sowie eine besondere Versuchsanordnung der optischen Teile nötig.

Als recht bequeme Lichtquelle, die sehr ruhig brennt und keinerlei Wartung bedarf, ist die „Quarzlampe mit gerader Durchsicht“ von HERAEUS zu empfehlen. Einige sehr intensive ultraviolette Linien dieser Lampe werden von dem Filter gut durchgelassen. Diese Lichtquelle hat gegenüber dem Sonnenlicht und anderen in Betracht kommenden Lichtquellen wenig rote Strahlen, so daß man die Konzentration der Kupfersulfatlösung etwa auf die Hälfte verringern kann. Für viele Fälle aber wird man diese Filterkomponente überhaupt weglassen können. — Wegen ihres ruhigen Brennens wird man diese Lampe mit Vorteil zu photometrischen Messungen an Lumineszenzerscheinungen heranziehen können.

Wenn auch die Quarzlampe spezifisch intensiver als andere Lichtquellen ist, so wird man doch für die Fälle, welche absolut genommen die höchst erreichbare Energie erfordern, zum „Eisenlicht“ greifen. Einmal hat der Eisenbogen zwischen 300 und 400 $\mu\mu$ sehr viele intensive Linien, und dann ist man in der Stromstärke nicht beschränkt, so daß man das Volumen des Bogens beliebig vergrößern kann. (Die Quarzlampe brennt nur mit 5 Amp.) Die im folgenden beschriebenen Versuche habe ich ausschließlich mit dem Eisenlicht angestellt. Hierbei verwendete ich mit Vorteil die „Kohlenstäbe für Eisenlicht“ von Gebrüder

Siemens, welche einen Docht aus Eisensalzen besitzen. Dünnere Kohlen von etwa 13 bis 17 mm Durchmesser sind mehr zu empfehlen als dickere, selbst für höhere Stromstärken, da der Bogen bei dünneren ruhiger brennt. Als Lampe verwendete ich die Handregulierlampe der Firma C. Zeiss. Überhaupt sind Lampen, welche einen langen Bogen geben, wie z. B. auch die selbstregulierenden Lampen für „Effektkohlen", besonders für die vorliegenden Zwecke zu empfehlen. Da bei diesen Versuchen das Kraterlicht keine große Rolle spielt, kann mit gleichem Erfolg mit Wechselstrom wie mit Gleichstrom gearbeitet werden.

Auch das gewöhnliche Kohlebogenlicht wird für viele Fälle ausreichend sein; es besitzt im Ultraviolett bekanntlich intensive Banden.

Als Kondensorlinse verwende ich eine plankonvexe Quarzlinse von etwa 4 cm Öffnung und 8 cm Brennweite, in deren Brennpunkt sich die Lichtquelle befindet. In einiger Entfernung von der Linse ist das Filter aufgestellt, so daß eine stärkere Erwärmung derselben nach Möglichkeit vermieden wird. Diese ganze Anordnung samt Lampe wird von einem lichtdichten Behälter eingeschlossen, der noch mit einem dunkeln Tuch überdeckt wird. Durch eine Öffnung, die am einfachsten vom Filter selbst verschlossen wird, dringen die ultravioletten Strahlen in den Außenraum. Als lichtdichter Behälter diente mir einfach die Abblendungsvorrichtung des Projektionsapparates der Firma C. Zeiss, auf dessen optischer Bank auch Filter und Quarzlinse aufgestellt werden.

Mit Hilfe dieser Anordnung können größere Flächen durch ultraviolettes Licht bestrahlt werden. Handelt es sich aber um kleinere Flächen, so erzielt man eine bedeutend verstärkte Wirkung dadurch, daß man die Strahlen durch eine weitere Quarzlinse sammelt und im Vereinigungspunkt die zu untersuchende Substanz aufstellt. Zweckmäßig richtet man es so ein, daß durch diese zweite Linse die Kondensorlinse abgebildet wird, wodurch die Lage der zu untersuchenden Substanz von der Bogenbewegung unabhängig wird. Man erreicht das durch die Wahl eines genügend großen Abstandes der beiden Linsen voneinander. Die zweite Linse muß in diesem Falle allerdings eine größere Öffnung besitzen als die erste, etwa 6 bis 8 cm, wenn sie alle Strahlen



sammeln soll; die Brennweite wählt man etwa 20 cm lang. Das zu untersuchende Objekt befindet sich auf einem kleinen in der Höhe verstellbaren Tischchen oder in einer Stativklemme, die ebenso wie die zweite Linse mit Stift und Reiter auf der nach außen verlängerten optischen Bank des Apparates verschiebbar angebracht sind.

Es mag noch bemerkt werden, daß die beiden erwähnten Linsen, oder wenigstens die zweite größere, der wesentlich geringeren Kosten wegen auch aus UV-Kronglas ausgeführt werden können, wobei die Dicke nach Möglichkeit zu reduzieren ist. Freilich wird so die Durchlässigkeit des Filters nicht vollkommen ausgenutzt, doch lassen sich hiermit immerhin schon sehr gute Resultate erzielen. Auch bei dem hier vorgeführten Apparat besteht die zweite Linse aus UV-Kronglas.

Wir wollen jetzt die Anwendungen der zuletzt beschriebenen Anordnung in den verschiedenen Gebieten der Naturwissenschaften kurz besprechen.

6. In der Physik ist diese Anordnung sehr geeignet zum Studium der Photolumineszenz. Zunächst lassen sich hiermit die Erscheinungen der Fluoreszenz und Phosphoreszenz in großer Reinheit und Intensität einem größeren Auditorium demonstrieren.

Läßt man die ultravioletten Strahlen auf einen gewöhnlichen Schirm aus Leinwand oder Papier fallen, so sieht man einen bläulichweißen Lichtfleck. Daß dieses Licht sekundärer Natur ist, beweist man dadurch, daß man eine (mattierte) weiße Porzellanplatte vor den Schirm hält: diese erscheint nahezu schwarz. Daß Porzellan eine der wenigen nicht oder kaum fluoreszierenden Substanzen ist, war schon H. v. HELMHOLTZ bekannt. Auch Metalle, falls sie rein von Oxyden usw. sind, erscheinen in dem Strahlenkegel wie mit schwarzem Sammet überzogen.

Zur Demonstration starker Fluoreszenz sind besonders geeignet wässerige Lösungen (in der bekannten Konzentration für maximale Fluoreszenz) von Äsculin (blau), Uranin (grün) und Rhodamin (rot), denen man einen Tropfen konzentrierten Ammoniaks zugesetzt hat. Diese Lösungen können in dünnwandigen,

möglichst nicht fluoreszierenden Gläsern, z. B. Becher- oder Reagenzgläsern, den Strahlen ausgesetzt werden. Besser geeignet sind natürlich Gefäße aus Quarz oder Quarzglas, weniger aus UV-Kronglas, das auch schon etwas fluoresziert. Überaus intensiv wird das Fluoreszenzlicht, wenn man die Lösungen in den durch die oben erwähnte zweite Linse erzeugten Sammelpunkt der ultravioletten Strahlen bringt. Die Lichtstärke dieser so erzeugten „sekundären" Lichtquellen beträgt schätzungsweise mehr als eine Kerze.

Bei dieser Intensität sind natürlich die Fluoreszenzspektren sehr bequem zu untersuchen. Noch wenig bekannt dürften die Fluoreszenzspektren folgender Glasarten sein: Das Jenaer Uranglas zeigt eine Reihe scheinbar äquidistanter Banden im Grün und Orange, die nur bei dieser intensiven Fluoreszenz sichtbar werden. Die Fluoreszenzfarbe des Uranglases ist bekanntlich gelbgrün und gehört mit zu den intensivsten Erscheinungen dieser Art. Gerade Uranglas ist zur Demonstration besonders geeignet, da es, wie auch die oben erwähnte Äsculinlösung, sein eigenes Fluoreszenzlicht nicht absorbiert und somit nach allen Seiten strahlt. — Interessant verhält sich ferner auch das Jenaer Didymglas, das bekanntlich im durchfallenden Licht einige scharfe, schmale Absorptionsstreifen besitzt und fast farblos erscheint. Das Fluoreszenzspektrum dieses Glases ähnelt seinem Absorptionsspektrum, nur sind die Streifen breiter und etwas verschoben, ferner treten neue hinzu, z. B. im Rot ein sehr intensiver. Das Fluoreszenzlicht des Didymglases ist rosenrot[1]).

Recht merkwürdig verhält sich das Jenaer Gelbglas: je nach der Konzentration des Färbemittels fluoresziert dieses Glas gelb oder rot, und zwar tritt eine merkliche Farbenänderung von Rot nach Gelb oder umgekehrt bei dem in Betracht kommenden Typus schon bei so geringen Änderungen in der Färbung ein, wie sie nach anderen Methoden nicht oder nur schwer nachweisbar sind. So habe ich z. B. eine Gelbscheibe gefunden, die auf der einen Seite rot, auf der anderen gelb fluoresziert; die Grenzfläche zwischen den beiden Färbungen ist an der schmalen

---

[1]) Die Phosphoreszenz der seltenen Erden wurde von J. v. Kowalski und C. Garnier, C. R. **144**, 836, 1907, untersucht.



Kante der Scheibe deutlich sichtbar. Im gewöhnlichen Licht ist von einer etwaigen Inhomogenität nichts zu sehen.

Die hier erwähnten Jenaer Gläser habe ich in Würfeln oder Platten von etwa 20 mm Kantenlänge und mit zwei polierten Gegenseiten verwendet.

Ein sehr schönes Demonstrationsobjekt ist der künstliche oder natürliche Rubin: in den Sammelpunkt der zweiten Linse gebracht, erstrahlt er nach allen Seiten in tiefrotem Licht, das, wie das Fluoreszenzspektrum zeigt, hauptsächlich von einer fast homogenen intensiven Linie im Rot herrührt. Der Rubin ist früher bereits von MIETHE untersucht worden.

Noch heller als das Uranglas leuchtet ein Kristall der bekannten Platincyanürverbindungen. Ihr Fluoreszenzspektrum enthält fast nur Grün.

Auch der diskontinuierliche Charakter des Fluoreszenzspektrums des Chlorophylls kann auf diese Weise gut erkannt werden. Ich verwandte hierzu die bekannte weinrot fluoreszierende ätherische Lösung.

Die Fluoreszenzspektren wurden mit Hilfe eines kleinen ZEISSschen Handspektroskops geprüft. Genauere auf photographischem Wege gewonnene Beobachtungen sollen später mitgeteilt werden. Lichtschwache Fluoreszenzspektren nimmt man durch ein Filter auf, das die ultravioletten, die Fluoreszenz erregenden Strahlen absorbiert, etwa durch ein Äsculinfilter, da sonst die durch das zu untersuchende Objekt zerstreuten Strahlen störend wirken können, falls das Objekt optisch inhomogen ist.

Für die Untersuchung phosphoreszierender Körper gilt im allgemeinen dasselbe, was bei der Fluoreszenz gesagt wurde. Als besonders geeignete Demonstrationsmittel können hier die nach den Vorschriften von LENARD erzeugten Phosphore dienen. Einige besonders schöne Präparate dieser Art stellte mir freundlichst Herr PAULI zur Verfügung, und die Firma PRESSLER in Leipzig.

Für manche Demonstrationen mit ultraviolettem Licht ist ferner der „phosphoreszierende Schirm“ der Firma CARL ZEISS brauchbar, der mit stark phosphoreszierendem Zinksulfid haltbar überzogen ist. Mit Hilfe dieses Schirmes läßt sich z. B. die Durchlässigkeit verschiedener Glasarten für ultraviolettes Licht

zeigen: so wirft eine für das Auge gut durchsichtige Uranglasplatte einen starken Schatten auf dem Schirm, dagegen das für das Auge sehr dunkle Blauuviolglas gar keinen; ebenso können nach ihrem Schatten auf diese Weise leicht Flint- und Kronglas voneinander unterschieden werden. Entwirft man den Sammelpunkt der ultravioletten Strahlen auf diesem Schirm, so erstrahlt er in grünlichweißem Licht, das alle oben erwähnten Fluoreszenzerscheinungen an Helligkeit noch bedeutend übertrifft.

Der erwähnte Schirm ist bedeutend heller als der bekannte Platinbaryumcyanürschirm.

Besonders wertvoll ist die Verwendung des Ultraviolettfilters für die Untersuchung der Phosphore während der Erregung. Die Phosphoreszenzfarbe ist nämlich während der Erregung eine andere als bei der Abklingung. Das kommt daher, daß das Intensitätsverhältnis der Banden im Phosphoreszenzspektrum sich ändert, wie schon bekannt ist. Meist tritt während der Erregung eine relative Verstärkung der kurzwelligen Banden ein, die Phosphoreszenzfarbe erscheint also nach Blau zu verschoben. Diese relative Intensitätsänderung der Banden geschieht außerordentlich rasch: Bewegt man z. B. einen kleinen „phosphoreszierenden Schirm“ rasch durch den Sammelpunkt des Strahlenkegels hin und her, oder besser: läßt man einen größeren Schirm rasch rotieren und entwirft an seinem Rande das scharfe Bild der ersten Linse (siehe obige Versuchsanordnung), so erscheint dieses Bild selbst bei sehr rascher Bewegung immer scharf und hebt sich von dem nachfolgenden „Phosphoreszenzschweif“ durch seine Farbe und Helligkeit deutlich ab. Die Länge dieses Schweifes hängt außer von der Umdrehungsgeschwindigkeit auch von der Substanz ab, welche als Schirm dient. Insofern stellt diese Vorrichtung ein Phosphoroskop dar. Nach den üblichen Definitionen kann man wohl die Farbe während der Erregung als Fluoreszenz, die der Abklingung als Phosphoreszenz ansprechen.

Ähnliche Erscheinungen beobachtete übrigens auch schon Goldstein bei der Erregung durch Kathodenstrahlen, indem er die phosphoreszierenden Präparate in der Vakuumröhre beweglich anbrachte[1]).

[1]) E. Goldstein, Berl. Ber. 1900, S. 818.

Die phosphoreszierenden Substanzen untersuchte ich zwischen Objektträgern aus Quarz, die am Rande durch Papier zusammengehalten werden.

Im allgemeinen lassen sich überhaupt mit dem Ultraviolettfilter ähnliche Lumineszenzerscheinungen erzeugen, wie sie auch durch Kathodenstrahlen erzielt werden können. Nur sind die Versuche hier weit bequemer und einfacher und erfordern weniger Mittel und Zeit. Die zu untersuchenden Substanzen können hier mit Leichtigkeit während der Bestrahlung mechanischen, thermischen und elektrischen Einflüssen unterworfen werden: sie können bewegt, gepreßt, gedehnt oder tordiert werden, sie können während der Bestrahlung in verschiedene Aggregatzustände verwandelt werden, sie können dem elektrischen Feld ausgesetzt werden usw. Es sind das alles Probleme, deren Lösung zum größten Teil noch aussteht und die für die Theorie der Lumineszenzerscheinungen vielleicht von Bedeutung werden können.

7. Es war von vornherein zu erwarten, daß die beschriebene Versuchsanordnung die Auffindung einer größeren Anzahl neuerer Photolumineszenzerscheinungen ermöglichen würde. Diese Vermutung hat sich in der Tat bestätigt: ich konnte an Chemikalien und Mineralien, an Pflanzen und tierischen Stoffen bisher noch unbekannte Leuchtvorgänge nachweisen. Auf diese Beobachtungen läßt sich eine neue Art von Analyse, die sogenannte

Lumineszenzanalyse

gründen. — Wir ziehen zunächst das Gebiet der reinen Chemie in Betracht. Hier konnte ich an einer ganzen Anzahl von Substanzen, meist Salzen, wie ich sie zufällig im Laboratorium hatte, Lumineszenz sichtbar machen. Dabei ergaben sich folgende Tatsachen:

a) Die im Handel befindlichen chemisch reinen Substanzen zeigen keine oder nur schwache Lumineszenz, und dann meist in ihrer ganzen Masse, während die Substanzen II. Qualität sehr stark leuchten können.

b) Diese stärkere Lumineszenz erstreckt sich in den meisten Fällen nur auf einzelne Kristalle bzw. Kristallkonglomerate.

c) Das Auftreten und die Stärke der Lumineszenz hängt von der Art der Darstellung der Substanzen ab, d. h. verschiedene Fabrikate verhalten sich oft verschieden.

Hieraus geht zunächst hervor, daß die einfache Lumineszenzanalyse in vielen Fällen eine sehr umständliche qualitative Analyse auf Reinheit der Substanz ersetzen kann.

Ferner ist es in technischer Beziehung von Wert, daß die Art der Darstellung oder das Fabrikat bzw. die in der Substanz möglicherweise enthaltene Verunreinigung mit einem Blick erkannt werden kann.

Es ist nicht ausgeschlossen, daß die Lumineszenzanalyse nach ihrer weiteren Ausgestaltung auch in quantitativer Beziehung wird Aufschluß geben können; die Farbe und Intensität (photometrisch gemessen) der Lumineszenz würde hierbei in Betracht kommen. Da es sich hierbei bekanntlich um sehr geringe Quantitäten von beigemischten Substanzen handelt, welche das Leuchten hervorbringen, so würde hieran hauptsächlich das Gebiet der Mikrochemie Interesse haben.

Bemerkenswert für die Kenntnis der Kristallisationsprozesse ist ferner die Beobachtung, daß die Verunreinigungen in der Regel nur in einzelne Kristallindividuen bzw. -konglomerate eingehen, jedenfalls aber in den verschiedenen Kristallen mit verschiedener Konzentration auftreten.

Im folgenden sollen kurz einige Beispiele erwähnt werden.

Zur Demonstration besonders geeignet ist Pottasche II. Qualität, bezogen aus der Chemischen Fabrik von Dr. Heinr. König in Leipzig-Plagwitz. Setzt man diese Substanz in einem dünnwandigen Glas (es genügt auch schon eine Flasche aus weißem Glas) den ultravioletten Strahlen aus, so bemerkt man auch schon in größerer Entfernung vom Sammelpunkt der Strahlen das intensive Aufleuchten der einzelnen Körner (etwa einige Prozente der ganzen Masse) in feuerrotem Licht. Noch deutlicher sichtbar wird die Erscheinung, wenn man die Pottasche in einem flachen, nach dem Auditorium zu geneigten Kästchen ausbreitet und von oben mittels eines Spiegels beleuchtet, der zweckmäßig vorderseitig versilbert ist. Das Fluoreszenzspektrum dieser Körner ist ganz eigenartig: es gleicht augenscheinlich ganz dem Spektrum des schwarzen Körpers bei etwa 800°. Eine ähnliche Fluoreszenzfarbe habe ich bisher noch nicht beobachtet.

Außerdem treten bei dieser Pottasche auch noch hellblau leuchtende Körner auf, jedoch in wesentlich geringerem Prozentsatz.

Untersuchungen über die Art und Menge der Beimischungen, durch welche dieser Leuchtvorgang erzeugt wird, sind bereits im Gange.

Ebenso deutlich tritt die Lumineszenz bei Sublimat auf. Bei einem bestimmten Fabrikat fand ich Konglomerate von mehreren Zentimetern Durchmesser, die sehr hell gelbrot leuchteten. Daneben lagen gleich große Stücke, die fast schwarz erschienen, aber besät waren mit intensiv gelbrot leuchtenden Punkten von mikroskopischem und wahrscheinlich auch ultramikroskopischem Durchmesser. Ein anderes Fabrikat wieder zeigte nur die letztere Erscheinung. Auch ein „chemisch reines“ Präparat des Handels wies diese Pünktchen auf, wenn auch in geringerem Maße.

Weniger für die Demonstration im Auditorium geeignet wegen der Kleinheit der leuchtenden Kristalle, aber ebenso intensiv leuchtend ist Borsäure, die hellrote und blaue Teilchen aufweist. Ferner enthält Kaliumsulfid intensiv dunkelrote Pünktchen auf dem Konglomeratstück, die selbst dunkelrotbraun in der Masse erscheinen; Calciumsulfid zeigt rote und grüne Teilchen. Bleinitrat zeigt an einzelnen Kristallen, die verwittert sind, orangerote Fluoreszenz; schon Spuren von Verwitterung sind hierbei erkennbar. Ferner enthalten auch organische Verbindungen leuchtende Teilchen, z. B. Amidol vereinzelte blaue und grüne, der Anilinfarbstoff Brillantgrün helle blaugrüne.

Viele, namentlich organische Verbindungen leuchten (im festen Zustande) auch in der ganzen Masse, z. B. Äsculin blau, ganz ähnlich Salicylsäure, die Farbstoffe Bieebericher Scharlach und Rhodamin rot, Auramin gelb.

Die Flüssigkeiten: Alkohol, selbst Glycerin (das in dünnen Schichten häufig als Hilfsmittel für ultraviolett-durchlässige Optik verwendet wird), Benzol, Chlornaphtalin, Amylacetat, Formalin, Maschinenöl, Collodium, Ammoniak, ferner alle Säuren lassen deutlich einen mehr oder weniger schwachen, weißlich leuchtenden Lichtkegel bei ultravioletter Bestrahlung erkennen; nur Äther ist von den von mir untersuchten Flüssigkeiten fast ohne Fluoreszenz. Schwache Suspensionen namentlich organischer Teilchen sind in den Flüssigkeiten sehr helleuch-

tend. So kann das Verfahren auch hier zur Prüfung auf Reinheit verwendet werden.

Ferner hat jeder Typus von Gläsern eine ganz bestimmte Fluoreszenzfarbe. Von den Farbgläsern war schon oben im physikalischen Teile die Rede.

Ein gutes Demonstrationsobjekt ist noch Paraffin: eine dicke Platte davon in den Sammelpunkt der Strahlen gebracht, leuchtet infolge seiner optischen Inhomogenität in seiner ganzen Masse intensiv blau.

Auch Phosphoreszenz tritt bei vielen chemischen Präparaten merklich auf; so leuchtet z. B. das in Stangen geschmolzene Ätznatron im Strahlenkegel rötlichweiß, schnell aus demselben entfernt dagegen grün.

Ob man das Verfahren auch in der Nahrungsmittelchemie, etwa zur raschen Erkennung gewisser Fälschungen, wird verwenden können, muß erst die nähere Prüfung zeigen. Dasselbe gilt von den Untersuchungen von Edelsteinen.

Echter Bernstein, der durchsichtige wie der milchige, fluoresziert außerordentlich intensiv bläulichweiß an seiner Oberfläche; schon die im Raume zerstreuten ultravioletten Strahlen genügen, um ihn zum Leuchten zu bringen. Das oben erwähnte Gelbglas, dessen Farbe der des Bernsteins sehr nahe kommt, leuchtet gelb oder rot, ferner verschiedene Harzarten bedeutend schwächer als Bernstein. Jedenfalls sind Fälschungen des Bernsteins leicht erkennbar.

8. Auch bei rein mineralogischen Untersuchungen wird die Lumineszenzanalyse gute Dienste tun. Im Jahre 1896 hatten WINKELMANN und STRAUBEL mittels Röntgenstrahlen festgestellt daß Flußspat je nach dem „Vorkommen“ mehr oder weniger oder auch gar nicht fluoresziert. Diese Tatsache konnte leicht mittels des Ultraviolettfilters bestätigt werden. Hierbei fand sich eine englische Sorte, die in sehr intensivem milden blauen Licht erstrahlte.

Nach STOKES fluoresziert Kalkspat nicht; LOMMEL fand dagegen Fluoreszenz. Ich konnte beide Befunde bestätigen: Genau wie der Flußspat leuchtet auch der Kalkspat je nach dem Vorkommen mehr oder weniger oder gar nicht. Die Fluoreszenzfarbe des Kalkspates ist hell ziegelrot.

Erd- und Sandarten zeigen ähnlich wie oben erwähnte Salze leuchtende Teilchen in verschiedenen Farben. So besitzt z. B. der an der Ostseeküste bei Cranz vorkommende Seesand eine große Menge hellgelb fluoreszierender Körner.

Besonders wertvoll dürfte das Verfahren bei der Untersuchung von Einsprengungen usw. sein. So konnte ich z. B. an manchen Gesteinen kleinere intensiv leuchtende Stellen, bisweilen mikroskopisch kleine Pünktchen beobachten, die, im gewöhnlichen Licht beobachtet, von der übrigen Masse in keiner Weise unterschieden werden konnten. Ferner traten bei Einsprengungen, die im gewöhnlichen Licht vollkommen gleichmäßig gefärbt erschienen, im ultravioletten Licht neue Farben auf, die nach dem Kern der Einsprengung zu allmählich an Intensität zunahmen. Diese Erscheinung würde auf eine kontinuierliche Konzentrationsänderung der Beimischung, welche den Leuchtvorgang erzeugt, schließen lassen und damit wohl auch auf die Art der Entstehung des Gesteines.

9. Von fluoreszierenden Pflanzenstoffen, welche den Botaniker interessieren dürften, sind oben bereits Äsculin und Chlorophyll erwähnt worden. Hier füge ich noch das Chinin hinzu. Ferner leuchten die meisten milchartigen Pflanzensäfte, wie z. B. der Saft der Wolfsmilch usw. Auf dem Kelchgrund der Windenblüte fand ich intensiv gelbgrün leuchtende Tröpfchen; wahrscheinlich sind das die honigartigen Absonderungen. Ferner fluoreszieren bekanntlich sehr viele Pilz-, Algen- und Flechtenarten. So leuchtet z. B. eine gelbgraue Baumflechte auf der Oberfläche sehr intensiv orangerot, ihr Fuß schwefelgelb, die grüne Baumflechte weinrot usw. Betrachtet man ein Stück verwittertes oder faulendes Holz, das in gewöhnlichem Licht fast einförmig grau erscheint, im ultravioletten Licht, so sieht man oft eine ganze Anzahl verschiedener Farbenflecke, die von den verschiedenen Pilzkolonien herrühren.

Bei manchen Pflanzen bereitet es Schwierigkeiten, den Sitz gewisser Substanzen in ihnen festzustellen. Wenn diese Substanzen nun fluoreszieren, so findet man sie leicht, wenn man einen Schnitt der Pflanze nach unserem Verfahren untersucht.

10. Zum Schluß kommen wir zu dem Gebiet der Physiologie. Ich fange bei dem Ei an: Bringt man ein mitten durch-

geschnittenes hartgesottenes Hühnerei in den ultravioletten Strahlengang, so leuchtet die äußere Schale rötlichweiß, die Eihaut bläulichweiß, das Eiweiß zitronengelb und der Dotter dunkelgelb. Milch, Butter, Fett leuchten gelb wie das gekochte Eiweiß. Recht bunt sieht ein Schnitt durch einen tierischen Körper aus, z. B. ein Kalbskotelett: die Muskeln erscheinen sehr dunkel braunrot, der Knorpel intensiv blauviolett, der Knochen weißlichblau, das Fett gelb, Sehnen und Häute weißlich usw. Ist das Fleisch schon einige Zeit alt, so kommen hierzu noch die grünlich leuchtenden Bakterien. An einem Schnitt durch das Rückenmark sind deutlich die dunkler erscheinenden Ganglienzellen in der bekannten X-Form sichtbar, was bei gewöhnlichem Licht nicht zu erkennen ist. Ähnliche Erscheinungen zeigt das Hirn. Die physiologischen Flüssigkeiten, wie Blut, Galle, Glaskörper usw., zeigen keine Besonderheiten. Sehr stark dagegen fluoresziert die Linse des Auges, und zwar beim Kalb weißlichblau; die Farbe ist nicht bei allen Tieren gleich. — Herrn Professor NOLL vom physiologischen Institut in Jena bin ich für wertvolle Hinweise auf die in diesem Abschnitt behandelten Gegenstände zu Dank verpflichtet.

Sehr deutlich läßt sich auch die Fluoreszenz am lebenden Menschen zeigen (zu diesem Zweck entfernt man am besten die Sammellinse am Apparat, um größere Flächen bestrahlen zu können): die Hand leuchtet weißlichblau, und zwar je nach dem „Teint" ziemlich differentiiert; die Oberfläche der Hand erscheint meist dunkler als die innere Handfläche, nämlich dann, wenn die Haut von der Sonne gebräunt ist. Die Fingernägel leuchten in fast derselben Farbe, aber wesentlich heller. Übrigens verhält sich auch eine Federpose ähnlich, nur ist die Farbe noch gesättigter blau und intensiver. Dunkle Haare erscheinen grau und helle fast weiß. Der Träger dieser Fluoreszenz ist offenbar das Keratin. Die Hornhaut des Augapfels fluoresziert ebenso wie die Linse des Auges sehr hell weißlichblau. Diese intensive Fluoreszenz der Linse hat übrigens eine ungemein starke Blendung des Auges zur Folge; es wird das ganze Auge von diffusem Licht erfüllt, so daß schwächere, von außen kommende Lichteindrücke nicht mehr wahrgenommen werden können. Ebenso hell oder fast noch stärker weißlich leuchten die Zähne.

Hier muß bemerkt werden, daß falsche Zähne, die meist aus einer Porzellanmasse bestehen, die, wie wir oben sahen, nicht oder nur schwach fluoresziert, aus diesem Grunde schwarz erscheinen. Ebenso kann das ultraviolette Licht zum Verräter von gewissen Arten von Schminke werden. Also auch hier kann unser Verfahren leicht „Fälschungen" kenntlich machen.

In der Diskussion wies Herr KALÄHNE auf seine Versuche zur Herstellung eines ultraviolett-durchlässigen Filters hin, worauf der Vortragende nicht eingegangen war. Im vorstehenden sind diese Versuche eingehend erörtert worden.

Jena, im Oktober 1910.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

12. Jahrg. | 30. November 1910. | Nr. 22.

Sitzung vom 4. November 1910.

Vorsitzender: Hr. F. KURLBAUM.

Der Vorsitzende teilt mit, daß die schriftliche Abstimmung über den Antrag des Vorstandes und Beirats, § 8 der Satzungen dahin zu ändern, daß der Beitrag der Auswärtigen Mitglieder vom 1. Januar 1911 ab 10 ℳ statt 5 ℳ jährlich beträgt (vgl. diese Verh. S. 475), die Annahme dieses Antrages ergeben hat.

Sodann spricht Hr. **Eugen Meyer** über

die Verwendung des Kreisels in der Maschinentechnik (SCHLICKscher Schiffskreisel, Einschienenbahn, Stabilisierung von Flugmaschinen).

Zum Abdruck in den Verhandlungen der Gesellschaft werden die folgenden Mitteilungen vorgelegt:

Von Hrn. **G. J. Elias:** Brechung und magnetische Doppelbrechung von Lösungen seltener Erden.

Von Hrn. **F. Neesen:** Über den Schutz von FARADAYschen Käfigen, insbesondere bei Blitzableitern.



Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. cand. phil. ALFRED V. DECHEND, Heidelberg, Schloßberg 7.
(Vorgeschlagen durch Hrn. M. TRAUTZ.)

Hr. Dr. RUDOLF SCHMIDT, Friedenau, Wiesbadenerstr. 22.
(Vorgeschlagen durch Hrn. KARL SCHEEL.)

Sitzung vom 18. November 1910.

Vorsitzender: Hr. F. KURLBAUM.

Hr. **F. Neesen** berichtet:

Über den Schutz von FARADAYschen Käfigen, insbesondere bei Blitzableitern.

Ferner spricht Hr. **Br. Glatzel** über

die Erzeugung von Hochfrequenzströmen nach dem Prinzip der Stoßerregung im Zusammenhang mit optischen Erscheinungen. (Schon abgedruckt S. 830—846.)

Endlich trägt Hr. **R. W. Wood** vor

über parabolische Quecksilberspiegel.

Zum Abdruck in den Verhandlungen der Gesellschaft sind folgende Mitteilungen eingegangen:

Von Hrn. **E. Orlich:** Über eine Kompensation der Kapazität in großen Widerständen.

Von Hrn. **Rudolf Ladenburg:** Über die Emission und Absorption des leuchtenden Wasserstoffs.

Von Hrn. **Max Reinganum:** Bemerkungen zur STOKESschen Formel.

Von Hrn. **Georg Gehlhoff:** 1. Über die Glimmentladung in Rubidium- und Cäsiumdampf;

2. Über die Emission der Serien- und Grundspektren bei der Glimmentladung der Alkalimetalldämpfe.

Friedrich Kohlrausch.

Gedächtnisrede,

gehalten in der Sitzung der Deutsch. Phys. Gesellsch. am 21. Oktober 1910

von **E. Warburg.**

Am 14. Oktober sind 70 Jahre verflossen, seitdem FRIEDRICH KOHLRAUSCH das Licht der Welt erblickt hat. Mit Wehmut erfüllt uns der Gedanke, daß an Stelle der für diesen Tag geplanten Huldigung die heutige Gedächtnisfeier treten mußte, und daß das Bildnis, welches die Züge des Forschers der Nachwelt überliefern soll, nicht mehr von dem Lebenden abgenommen werden konnte. Nun wird die von Herrn LOBACHs Meisterhand geformte Büste an der letzten Stätte von KOHLRAUSCHs Wirken ihren Platz finden, ein leuchtendes Wahrzeichen fruchtbringender Tätigkeit und treuer Pflichterfüllung für alle diejenigen, welche an der von KOHLRAUSCH 10 Jahre lang mit so großem Erfolge geleiteten Anstalt zu wirken berufen sind und berufen sein werden. Noch über eine andere bedeutsame Ehrung unseres Gefeierten habe ich zu berichten. Die Herren W. HALLWACHS, AD. HEYDWEILLER, KARL STRECKER und OTTO WIENER haben die gesammelten Abhandlungen von FRIEDRICH KOHLRAUSCH, mit welchem sie als Assistenten zusammenarbeiteten, herausgegeben. Der erste, 1100 Seiten starke Band ist zu KOHLRAUSCHs 70. Geburtstage erschienen. Wie die Herausgeber treffend sagen, war die wissenschaftliche Arbeit für KOHLRAUSCH vorwiegendes Lebenselement. So wären diese Bände, welche die Summe seiner Abhandlungen gleichsam als geistige Quintessenz seines Lebens in wohlgeordneter Reihenfolge zusammenfassen, wahrscheinlich die willkommenste Geburtstagsgabe gewesen, welche man dem Lebenden hätte darbringen können. Möge das Werk, das schönste Denkmal seines reichen Wirkens, nach dem Wunsche der Herausgeber in der Zukunft als ein wichtiges Hilfsmittel für die Forschung und die wissenschaftliche Arbeit sich erweisen.

In zahlreichen Zeitschriften verschiedener Fächer ist die Persönlichkeit und die Lebensarbeit des Entschlafenen bereits gewürdigt. Vielleicht ist es heute möglich, ein etwas vollständigeres Bild von seiner Persönlichkeit zu gewinnen mit Hilfe von Aufzeichnungen, welche er bald nach seinem Rücktritt vom Staatsdienste begonnen hat und welche mir von Frau KOHLRAUSCH freundlichst zur Verfügung gestellt wurden. Leider reichen diese Lebenserinnerungen über die Göttinger Studentenzeit nicht hinaus, so daß gerade dasjenige fehlt, was nach KOHLRAUSCHs Meinung für weitere Kreise hätte Interesse bieten und deshalb die Veröffentlichung motivieren können. Aber schon das Vorliegende ist sehr wertvoll. KOHLRAUSCH trug sein Herz nicht auf der Zunge, auch im Verkehr mit nahen Freunden pflegte er sich nicht über das zu äußern, was sein Inneres bewegte. Er zog sich gewöhnlich nach dem Nachtessen auf sein Zimmer zurück, um bis in die Nacht hinein zu arbeiten, Briefe zu schreiben und mit einer patience das Tagewerk zu beenden. In der Stille der Nacht auf seinem traulichen Landsitz in Jugenheim hat er manches dem Papier anvertraut, was er seinen Freunden vorenthielt. Es ist eine wohltuende, ruhige und friedliche Stimmung über diesen Aufzeichnungen ausgebreitet, selbst an Widriges denkt der Schreiber ohne Bitterkeit zurück. Der Teil, welcher „Mein Lebensgang“ überschrieben ist, hebt an mit den Worten: „Ich glaube es gut gehabt zu haben im Leben.“ Dieser Satz ist gleichsam das Leitmotiv des Manuskripts.

Der Großvater väterlicherseits war ein hoher Schulmann in Hannover, der „Edukationsrat“ in IMMERMANNs Epigonen, der Vater Gymnasiallehrer, zuerst an der Ritterakademie in Lüneburg, wo er sich mit MARIE DEMPWOLFF, Tochter des Besitzers der Einhornapotheke in Lüneburg, verheiratete, alsdann in Rinteln bis 1849. Er wird von dem Sohne als eine lebensfrohe Natur geschildert, ein eifriger Jäger und sicherer Schütze, begabt mit körperlicher Gewandtheit, scharfem Auge und sicherer Hand, von musikalischer und dichterischer Begabung, von durchaus unabhängiger Denkweise. In Rinteln führte das junge Paar ein behagliches Dasein, zwar unter den bescheidensten Lebensverhältnissen, aber im Verkehr mit hochgebildeten Kreisen. Hier wurde FRIEDRICH KOHLRAUSCH im Jahre 1840 als zweites Kind unter

sechs Geschwistern geboren und hier verbrachte er die ersten neun Jahre seines Lebens. Mit großer Befriedigung denkt er an diese Kinderzeit zurück, der Schilderung der einfachen Lebensverhältnisse fügt er hinzu: „ich halte es für ein Vorurteil, wenn die heutige Jugend es für unmöglich hält, sich unter primitiven Bedingungen glücklich zu fühlen“. Die Schulzeugnisse waren gut, nur die Rubrik „Ordnung“ ließ zu wünschen übrig. In Rinteln begann der Vater seine elektrometrischen Arbeiten, die Instrumente dazu verfertigte er sich selbst, im Hause stand ein Schraubstock zur Verfügung, der Nachbar war Drechsler, dessen Drehbank bildete die Ergänzung der Werkstätte, der Verkehr mit ihm fand durch den Garten über die trennende Holzplanke statt. Dieser Schilderung fügt KOHLRAUSCH hinzu: „mit diesen Mitteln sind die feinsten elektrometrischen Beobachtungen der damaligen Zeit, die ersten wirklichen Messungen an VOLTAschen Spannungen ausgeführt“.

Nach zweijährigem Aufenthalt in Kassel, wo der Vater an der polytechnischen Schule angestellt war und die Knappheit der Mittel sich doch unangenehm fühlbar machte, siedelte die Familie nach Marburg über, wo der Vater zuerst als Gymnasiallehrer, seit 1854 als außerordentlicher Professor an Stelle des abgegangenen KNOBLAUCH wirkte. Zur Charakterisierung der einfachen Lebensverhältnisse sei erwähnt, daß der Mietspreis des elterlichen Hauses 72 Thaler, das Frühstücksgeld zwei Heller betrug. Auch an der Universität, mit welcher der Vater bald in Verkehr kam, schrieben die geringen Gehälter einfache Lebensführung vor, dagegen pulsierte dort, getragen von ZELLER, WAITZ, SYBEL, GILDEMEISTER, KNOBLAUCH u. a. ein angeregtes geistiges Leben.

In die Marburger Zeit fällt die berühmte v-Bestimmung von RUDOLF KOHLRAUSCH und WILHELM WEBER, aus diesem Anlaß war WEBER ein häufiger Gast im KOHLRAUSCHschen Hause. Über WEBERS Persönlichkeit findet sich in den Aufzeichnungen manches Interessante, wovon folgendes hier erwähnt sei. „Im persönlichen Verkehr war WEBER stets freundlich, wenn nicht ein besonders intensiver Vorgang in seinem Denken ihn ganz in Anspruch nahm, alsdann nämlich konnte er seine Umgebung, ja sich selbst und die Organe, mittels deren der Mensch den Umgang pflegt, vergessen. Zunächst wurde dann seine Redeweise immer abgebrochener,

sie verlor sich in unverständliche einzelne Laute und der Rest war Schweigen. Wie oft ist dergleichen abends am Teetisch vorgekommen; zunächst ein Gespräch zwischen den beiden Männern, dessen Zweck und Inhalt uns übrigen Anwesenden wenig verständlich war, dann der oben beschriebene Vorgang, bei welchem der Vater ein aufmerksamer und ernster Zuhörer, wenn man so sagen darf, blieb, die Mutter, ehe sie mit diesem Wesen vertraut geworden war, ein verlegenes Gesicht nicht verbergen konnte und wir Kinder begreiflicherweise über den Eindruck der Seltsamkeit nicht hinauskamen. In späteren Jahren, als ich in Göttingen WEBERS Assistent war und als solcher wissenschaftliche Gespräche mit ihm führte, ist mir freilich das Verständnis für diese Art WEBERS aufgegangen, für das vollständige Vergessen der Körperwelt über einen Gedanken, der sich durcharbeitete. Aber an keinem anderen Menschen habe ich eine so weitgehende Fähigkeit hierzu wiedergefunden. Sie bewirkte freilich auch wohl einmal, daß WEBER nicht imstande war, dem Gedankengang anderer zu folgen. Ich glaube, er wußte dies selbst und scheute sich deswegen vor der Kritik anderer Arbeiten, was auch eine zuweilen in seinen eigenen Arbeiten hervortretende mangelhafte Kenntnis der Literatur entschuldigt.“

Die wissenschaftliche Arbeit des Vaters erscheint dem Sohne im Vordergrunde der Erlebnisse. Der Großvater mütterlicherseits wünschte, daß KOHLRAUSCH die Einhornapotheke in Lüneburg übernehme, „der Vater dagegen verhielt sich ablehnend, ich sollte Physiker werden. Er suchte mich durch mehrere Argumente zu seiner Auffassung zu überreden; zu meiner Beschämung muß ich bekennen, daß am wirksamsten die Äußerung gewesen ist, ich würde es dann womöglich zum Universitätsprofessor bringen und mit dieser Stellung seien große Ferien verbunden... Nun durfte ich dem Vater bei seinen Arbeiten beobachtend zur Hand gehen. Ich glaube, es wurde mir leicht, jedenfalls tat ich es, auch abgesehen von dem Taschengeld, was dabei verdient wurde, gern. Es handelte sich gelegentlich um Zeitbeobachtungen, bei denen das Zählen der Sekunden nach dem Ticken einer Taschenuhr gelernt wurde, zumeist aber um Fernrohrablesungen an dem schwingenden System eines Elektrodynamometers. So kam es, und dafür bin ich noch jetzt dankbar, daß die Elemente physika-

lischer Beobachtung dem Sekundaner schon vollkommen geläufig wurden, ein Vorteil, der um so höher zu schätzen war, als man damals auf der Universität kein Übungspraktikum fand.

Im Jahre 1857 erhielt der Vater einen Ruf als Ordinarius nach Erlangen, welchen er annahm, da die kurhessische Regierung, bei welcher er wegen seiner liberalen Gesinnung nicht persona grata war, den Vorschlag der Marburger Universität auf Beförderung zum Ordinarius ablehnte. Es folgte jetzt eine trübe Zeit, da der Vater kurz nach der Eröffnung seiner Vorlesungen in Erlangen erkrankte und schon im Jahre 1858 starb. „Keine Tage, keine Ereignisse oder Lagen aus meinem Leben", sagt der Sohn, „stehen mir so lebhaft und ins einzelne genau vor Augen, wie die letzten Wochen dieses Krankenlagers, keine Person so deutlich, wie dieser nun vor 50 Jahren Dahingegangene. Für mich ist es immer das teuerste Andenken geblieben, daß ich in solcher Zeit dem Vater Sekretär, Assistent und zum Teil Krankenpfleger sein durfte."

Im Jahre 1858 wurde Kohlrausch aus dem Gymnasium entlassen und es beginnen nun seine Wanderjahre; unter den Strahlen des Donatischen Kometen reist er mit seinem Bruder Otto nach Hannover, um in Göttingen seine Studien unter W. Weber zu beginnen. Er studierte drei Semester in Göttingen, darauf drei in Erlangen, um alsdann wieder nach Göttingen zurückzukehren. In Göttingen wurde er Konkneipant der Neo Brunsviga und ist dem Freunde, welcher ihn dazu veranlaßte, zeitlebens dankbar, da der Kreis mit flottem studentischen Leben die ernsten Zwecke der akademischen Zeit verband. Sehr anziehend ist Kohlrauschs Schilderung dieses Kreises. Auf den Stuben fanden gesellige Zusammenkünfte statt, mit Rücksicht auf den Gastgeber Schindungen genannt. „Der behagliche Genuß solcher Zusammenkünfte", sagt Kohlrausch, „war gewiß oft größer als der eines Diners." Er rät jedem jungen Studenten, sich einem solchen Kreise anzuschließen, welcher nicht etwa nur Studenten des eigenen Faches vereinigen soll. „Wer nur sein Fach studiert und dabei seinen Umgang auf Fachgenossen beschränkt, hat eine Universitätsbildung nicht mit hinausgenommen ins Leben." Auch auf der Mensur hat Kohlrausch öfter gestanden. Die ausführliche Schilderung schließt mit den Worten: „In meiner Absicht lag es nicht, so ausführlich zu werden. Daß ich es trotzdem ge-

worden bin, beweist den tiefen Eindruck, welchen der Mann aus den akademischen Jahren mitnimmt, welche, richtig durchlebt, eben doch die schönste Zeit des Lebens bilden, so daß man, wie ich eben noch im 98. Semester, warm wird, wenn man der ersteren gedenkt, dankbar gedenkt, möge noch hinzugefügt werden.“ Auch Familienverkehr wurde eifrig gepflegt, besonders interessant ist die Schilderung des einfachen und liebenswürdigen Hauses von W. WEBER, welchem eine Tochter von E. H. WEBER vorstand. Besuche begrüßte WEBER stets aufs freundlichste, dem Raucher eine von seinen vortrefflichen Manillazigarren anbietend und dabei gern erwähnend, daß die Manillaform wegen ihrer Kapillarverhältnisse Vorzüge vor der gewöhnlichen Wickelung biete. Nach Tisch wurde Boggia gespielt, wobei WEBER gern die Rolle des Unparteiischen übernahm.

Tanzstunde und Eissport erhöhten die Genüsse, die Musik wurde eifrig gepflegt, des anmutigen Kranzes junger Freundinnen wird mit Vorliebe gedacht; ebenso des Lesemuseums in Göttingen, wo auch politische Diskussionen, besonders während der preußischen Konfliktszeit und der schleswig-holsteinischen Krise, Platz fanden. „Größeres und Erhabeneres zu erleben war der späteren Jugend vorbehalten, und doch glaube ich, daß dies nicht heranreicht an den Vorzug, die Gärungszeit, aus welcher das Große erwachsen ist, in der Studentenzeit durchlebt zu haben.“

KOHLRAUSCHS Lehrer in der Physik waren W. WEBER in Göttingen und BEETZ in Erlangen. WEBER beschränkte sich in seinen Vorlesungen auf Kernexperimente, er verschmähte es, die Zuhörer durch nicht notwendige Versuche anzuziehen, so blieb der Nutzen der Vorlesung auf einen kleinen Kreis beschränkt. Die einzelnen Teile darzustellen war WEBERS Sache nicht. „Ich habe“, sagt KOHLRAUSCH, „die Universität verlassen, ohne aus der Thermodynamik nennenswerte Kenntnisse mitzubringen.“ Bei BEETZ beteiligte er sich mit drei anderen Studenten an einem Kolloquium nach MAGNUSschem Muster, wo DEVILLES Untersuchungen über die Dissoziation des Wassers durch Hitze großen Eindruck machten; auch arbeitete er praktisch im Laboratorium, unter anderem über elektrisches Leitungsvermögen und über die HITTORFsche Überführungszahl für Kupfersulfat. Die Untersuchung lieferte zwar kein brauchbares Resultat, „hat aber vermutlich zu

meinen späteren elektrochemischen Neigungen den Grund gelegt". Die Arbeitsverhältnisse waren einfach und klein, „es ging aber auch so". Bei BEETZ erwarb KOHLRAUSCH auch die Gewöhnung an strenge Ordnung, welche ihn durch sein späteres Leben begleitete.

Den mathematischen Unterricht erhielt er besonders bei STERN in Göttingen, wobei er durch abstrakte Betrachtungen abgeschreckt wurde und zeitweilig glaubte, ein Fach ohne mathematische Grundlage wählen zu müssen.

Sehr eifrig wurde Chemie betrieben und zwar teils bei WÖHLER in Göttingen, welcher ohne abschreckende Gelehrsamkeit durch reichhaltige Experimente fesselte, teils in Erlangen bei GORUP BESANEZ, wo KOHLRAUSCH im Praktikum für Fortgeschrittene arbeitete. „Ich habe", sagt er, „an der Zweiseitigkeit nach Chemie und Physik hin manche Freude empfunden, und wohl auch später, als diese Zweiseitigkeit noch seltener war, manches schaffen können, wozu andere nicht imstande waren."

Hier brechen die Aufzeichnungen ab, so daß die weitere Schilderung auf den äußeren Lebensgang beschränkt bleiben muß. Im Jahre 1863 promovierte KOHLRAUSCH in Göttingen. 1864 siedelte er als Dozent des physikalischen Vereins nach Frankfurt a. M. über, kehrte aber schon 1866 nach Göttingen zurück, um WEBERS Assistent zu werden und sich zu habilitieren. Nach einem halben Jahre wurde er Extraordinarius. 1867 verheiratete er sich mit HERMINE SCHILLING aus Frankfurt a. M. In dem traulichen, glücklichen Familienkreise hat er stets die liebste und angenehmste Erholung gefunden. 1870 wurde er nach Zürich, 1871 nach Darmstadt berufen. Als Nachfolger KUNDTs ging er 1875 nach Würzburg, 1888 nach Straßburg. Außerdem hat er Berufungen nach Hohenheim, Gießen, Rostock, Graz, München, Tübingen, Bonn und Berlin abgelehnt. Von denjenigen, welche an der Universität unter seiner Leitung gearbeitet haben, seien neben den vorhin schon genannten Herren Herausgebern seiner gesammelten Werke die Herren ARRHENIUS, BARUS, DU BOIS, GALITZINE, HALLOCK, W. KOHLRAUSCH, LEBEDEW, NERNST, PASCHEN, RIECKE, STROUHAL, C. L. WEBER namhaft gemacht. Endlich übernahm er im Jahre 1895 als HELMHOLTZ' Nachfolger die Leitung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in Char-

lottenburg. Wenn auch sein Gesundheitszustand hier in der letzten Zeit seiner Amtsführung zu wünschen übrig ließ und öfter längeren Urlaub erheischte, so kam doch sein Entschluß, nach 10jährigem Dienste vom Amte zurückzutreten, den Freunden völlig unerwartet. Indessen erschien ihm dieser Schritt als das einzige Mittel, um seine wissenschaftliche Arbeitsfähigkeit zu erhalten und er mag sich darin wohl nicht getäuscht haben. Denn in Marburg, wohin er nach erfolgter Pensionierung im Jahre 1905 übersiedelte, hat er sich sichtlich erholt, und es ist ihm dort ein sonniger Lebensabend beschieden gewesen. Am 17. Januar dieses Jahres ist er plötzlich und unerwartet einem Herzschlage erlegen.

KOHLRAUSCH war eine durch und durch vornehme Natur von absoluter Zuverlässigkeit. Vom Vater, der, wie damals in Kurhessen die Mehrzahl der Gebildeten, zu den politisch oppositionellen Elementen gehörte, hat er die aufrechte, unabhängige Denkweise ererbt, welche er als eine wichtige Eigenschaft besonders des akademischen Lehrers ansah. Auch an anderen schätzte er festen Sinn; sagte er von einem: „Das ist ein Dickkopf", so war er ihm gewogen. Dagegen waren ihm schwankende, oder, wie er sich wohl ausdrückte, molluskenartige Charaktere zuwider. Er liebte den Humor, Leute, welche nicht lachen konnten, waren ihm unsympathisch. Überhaupt hatte er sehr entschiedene Neigungen und Abneigungen, gestattete diesen aber vermöge strenger Selbstdisziplin keinen ungebührlichen Einfluß auf seine Entschließungen. Von peinlicher Gewissenhaftigkeit und hoch entwickeltem Verantwortungsgefühl war er sehr vorsichtig, ja zuweilen bedenklich in seinen Handlungen, besonders wenn Neuerungen in Betracht kamen. Den größten Genuß gewährte ihm die Forschungsarbeit im eigenen Fach, ohne welche er, wie er am Schluß seiner akademischen Antrittsrede sagte, nicht würde leben können. Doch war er kein einseitiger Fachmann, sehr empfänglich für den Naturgenuß; an der Politik, der Kunst — besonders der Musik — und der Literatur nahm er lebhaftes Interesse, SHAKESPEARE und GRIMMS Märchen bildeten seine Lieblingslektüre. Obgleich ein großer Freund behaglicher Geselligkeit, vermied er gern luxuriöse Veranstaltungen und war allem äußerlichen Gepränge, das seinem Prinzip einfacher Lebensführung nicht entsprach, abgeneigt. So war das einfache Leichenbegängnis

in Jugenheim gewiß in seinem Sinn, bei welchem seines freundlichen Bezeigens gegen die Kinder des Dorfes von dem Geistlichen mit Wärme gedacht wurde. Er besaß eine sehr zartbesaitete, gemütvolle und leicht erregbare Natur; als er einst in einer Tischrede sich anschickte, verstorbener Fachgenossen zu gedenken, konnte er vor Rührung nicht weiter sprechen. In der Diskussion äußerte sich diese leichte Erregbarkeit zuweilen in unerwarteter Empfindlichkeit, aber eine dauernde Verstimmung ließ er nicht aufkommen. Anderseits war er auch für kleine Aufmerksamkeiten sehr empfänglich und dankbar, und der treueste Freund. Obgleich er sich in seinen Aufzeichnungen für die Kreise der Wissenschaft nachdrücklich gegen äußere Ehren ausspricht — er wendet darauf einen Ausspruch PFAUNDLERs über Denkmäler an: wer sie braucht verdient sie nicht, und wer sie verdient braucht sie nicht — so mag hier schließlich doch erwähnt werden, daß KOHLRAUSCH Korrespondent fast sämtlicher Akademien des Deutschen Reiches und vieler des Auslandes war, und daß er im Jahre 1897 den Orden pour le mérite erhielt.

Die wissenschaftliche Lebensarbeit von KOHLRAUSCH bewegt sich der Hauptsache nach auf vier Gebieten, welche sämtlich bereits am Anfang seiner Laufbahn, nämlich während des Göttinger Extraordinariats von ihm betreten wurden. Es sind dies die Gebiete der elastischen Nachwirkung, der magnetischen und elektrischen Messungen, der elektrolytischen Leitung wässeriger Lösungen und die allgemeine physikalische Meßkunde. Während seines Lebens hat die Physik einen ungeahnten Aufschwung genommen, welchen er mit dem größten Interesse verfolgte; allein seine eigenen Forschungen blieben von den neuen Errungenschaften fast unbeeinflußt. Aus den Aufzeichnungen geht hervor, daß er das Bedürfnis empfand, sich mit dem Neuen abzufinden. Er spricht von der mit dem Alter wachsenden Abneigung gegen Neuerungen, fügt indessen gleich hinzu, es sei im Grunde auch eine Neuerungssucht, wenn der Alte gegen den unnötigen Wechsel eifere, denn gerade der letztere stelle das Hergebrachte dar. Mit dem Herzen aber hing er an der Vergangenheit, aus welcher die Persönlichkeiten seines Vaters und WEBERs ihm entgegenleuchteten, deren Verdienste er um alles nicht schmälern lassen wollte. „Kurzsichtig und engherzig“, sagt er, „ist das einseitige Festhalten am Her-

gebrachten, noch kleinlicher und beschränkter aber das Verkennen und nicht gelten lassen wollen der guten Seiten des Vergangenen." An einer anderen Stelle findet sich der Vers:

> Wobei man etwas lernt, das soll der Junge treiben,
> Der Alte mag bei dem, was er gelernt hat, bleiben.

Dieser Wahlspruch ist für KOHLRAUSCHS Arbeit sehr charakteristisch. Die Ausgangspunkte für dieselbe lagen in dem, was er bei seinem Vater, W. WEBER und BEETZ gelernt hatte, seitdem ist er als Forscher seine eigenen Wege gegangen.

Ferner ist für die Art und Richtung seiner Arbeit eine angeborene Neigung zum Messen bestimmend gewesen. Er sagt darüber folgendes: „Das Messen an sich war mir immer eine liebe Beschäftigung. KUNDT hatte, wie COHN mir einmal sagte (wohl nicht ohne bezug auf jene Neigung), das Wort geprägt: ‚Schließlich könnte man ja die Geschwindigkeit des Wassers im Rinnstein messen.' Meine Antwort: Ich würde erfreut sein, dies tun zu können." Gleichwohl fügt er hinzu, es sei ihm zur übertriebenen Gewohnheit geworden, Schritte zu zählen, Stufen, Wege nach der Zeit zurückzulegen u. dgl. Nicht minder als das Messen interessierte ihn die Diskussion der Messungsergebnisse. „Ein köstliches Gefühl", sagt er, „wieder arbeiten und am Schreibtisch mit den eigenen, früheren Protokollheften verkehren, wieder Zahlen behandeln zu können! Mit Zahlen umzugehen ist mir seit langer Zeit immer Bedürfnis und Genuß gewesen; auch die beste Beruhigung." Der nun folgenden Analyse von KOHLRAUSCHS Arbeiten kann füglich als Motto der Satz vorangestellt werden, welchen er in das goldene Buch vom Jahre 1900 eingerückt hat: „Zu den unsere Zeit charakterisierenden Arbeiten gehört das Ausmessen der Natur, ohne welches weder die naturwissenschaftlichen noch die technischen Fortschritte des ablaufenden Jahrhunderts möglich gewesen wären."

Die Arbeiten über die elastische Nachwirkung beginnen mit der Göttinger Dissertation vom Jahre 1863. W. WEBER hatte die Nachwirkung bei der Dehnung von Kokonfäden entdeckt und die Annäherung an die Gleichgewichtslage nach Entfernung der deformierenden Kraft durch eine empirische Formel dargestellt[1]).

[1]) $dx/dt = -b.x^p$, x Entfernung von der Gleichgewichtslage, t Zeit.

KOHLRAUSCH beobachtete die Nachwirkung bei Torsion von Glasfäden und benutzte eine andere Formel[1]), da für seine Beobachtungen die von WEBER aufgestellte Formel nicht paßte; jener Formel fügten sich auch die späteren Beobachtungen an tordierten Silberdrähten (1866), tordierten Kautschukfäden und gebogenen Hartkautschukstäben (1876). Die Formel versagt für sehr kleine Zeiten nach Entfernung der deformierenden Kraft und wird schon dadurch als eine empirische gekennzeichnet. Es ist zu unterscheiden die Größe der Nachwirkung und die Hartnäckigkeit $1/\alpha$, welche der Geschwindigkeit der Bewegung gegen die Ruhelage umgekehrt proportional ist; beides kann aus den Ablenkungen zu zwei verschiedenen Zeiten bestimmt werden. Auch zu der BOLTZMANNschen Theorie der elastischen Nachwirkung wurden Beiträge geliefert (1877).

Einen sehr bedeutenden Anteil hat KOHLRAUSCH an der Ausbildung der magnetischen und elektrischen Messungen seit GAUSS und WEBER. Die magnetischen Messungen beginnen mit zwei Göttinger Arbeiten im direkten Anschluß an WEBER. Dieser hatte zur Bestimmung der Horizontalkomponente H der erdmagnetischen Kraft folgende Methode vorgeschlagen und auch vorläufig erprobt. Derselbe Strom J wird durch ein bifilar aufgehängtes Solenoid und eine Tangentenbussole geleitet, das Solenoid steht mit seiner Achse senkrecht zum magnetischen Meridian. Gemessen wird die durch den Strom verursachte Ablenkung des Solenoids und der Nadel der Tangentenbussole; erstere liefert $J.H$, letztere J/H. KOHLRAUSCH veröffentlichte 1867 Messungen nach dieser Methode, später (Würzburg 1883) ließ er, nach dem Vorgang von W. THOMSON, vereinfachend die Tangentenbussole weg und lenkte eine Magnetnadel durch den Solenoidstrom selbst ab. Bei einer anderen Modifikation der Methode hat er das Solenoid durch einen senkrecht zum Meridian gestellten, bifilar aufgehängten Magneten ersetzt, die Ablenkung des Bifilars lieferte $M.H$, die Ablenkung der Nadel M/H. Beide Methoden, welche er als die bifilargalvanische und die bifilarmagnetische unterscheidet, sind der GAUSSschen Methode ebenbürtig und in der berühmten Arbeit von

---

[1]) $dx/dt = -\alpha x/t^n$, ist die Nachwirkung und die Dauer der Deformation klein, so ist $n = 1$.



F. und W. KOHLRAUSCH über das elektrochemische Äquivalent des Silbers zur H-Bestimmung verwendet worden, während die erdmagnetischen Observatorien die alte GAUSSsche Methode beibehalten haben.

Die zweite der erwähnten Arbeiten bildet den Ausgangspunkt von KOHLRAUSCHs Variometerkonstruktionen. Die Feldstärke, welche ein Magnet hervorbringt, läßt sich in größerer Entfernung durch eine Reihe darstellen, welche nach negativen Potenzen der Entfernung fortschreitet. Das erste Glied der Reihe ist durch das magnetische Moment bestimmt, während die folgenden Glieder auch von der Verteilung des freien Magnetismus abhängen; das zweite Glied muß bei der GAUSSschen M/H-Bestimmung berücksichtigt werden, um es zu eliminieren, beobachtet man bekanntlich in zwei Entfernungen. Nun hatte WEBER im mathematischen Seminar zu Göttingen gezeigt, daß man durch passende Kombination von vier Magneten das zweite Glied zum Verschwinden bringen kann, so daß die Beobachtung aus einer Entfernung genügt. In einer Arbeit vom Jahre 1871 teilte KOHLRAUSCH Beobachtungen an einem nach diesem Prinzip konstruierten Apparat, dem sogenannten WEBERschen kompensierten Magnetometer mit. Die vier Magnete sind auf einem Rahmen montiert, dieser wird um die Magnetnadel gelegt, so daß sie von den Magneten umgeben ist, ihre Ablenkung ist proportional M/H; das Instrument dient als Lokalvariometer. Können die Magnete als unveränderlich angesehen werden, so genügt eine Ablenkungsbeobachtung, andernfalls muß die Veränderung der Magnete durch Schwingungsbeobachtungen an dem hierzu aufgehängten Rahmen bestimmt werden.

Bei seinen absoluten elektrischen Maßbestimmungen hat KOHLRAUSCH sich stets des Erdfeldes bedient, die Horizontalkomponente mußte dabei an dem Orte der verschiedenen Apparate genau bekannt sein, so wurde er auf die Konstruktion genauer und bequemer magnetischer Variometer geführt. Bekannt und von ihm viel benutzt ist das Variometer mit vier Ablenkungsstäben, welche die Nadel ungefähr senkrecht zum Meridian stellen, so daß der Apparat unmittelbar als zeitliches Variometer dient. Soll er als Lokalvariometer gebraucht werden, so benutzt man einen beiderseits spiegelnden Magneten und beobachtet dessen

Einstellung in zwei um ungefähr 180° voneinander verschiedenen Lagen, die zweite wird durch Umlegen der Magnete hervorgebracht. Die Genauigkeit gibt KOHLRAUSCH zu $^1/_{100}$ Proz. an. Ein einfacheres Instrument vom Jahre 1886 mit nur einem Magneten gibt eine Genauigkeit von $^1/_{10}$ Proz.

Nach dem Gesagten war für KOHLRAUSCH das magnetische Erdfeld ein äußerst wichtiges Hilfsmittel für elektrische Messungen; so begreift man, daß er sich der Störung und Unbrauchbarmachung dieses Feldes durch elektrische Straßenbahnen hartnäckig widersetzte. Dadurch entstand bald nach seinem Eintritt in die Reichsanstalt ein heftiger Konflikt mit der Stadt Charlottenburg und anderen Interessenten. Unter diesem Konflikte hatte er schwer zu leiden. „Es war wirklich", sagt er, „eine üble Zeit, dieser Kampf mit der eignen Stadt, neben demjenigen mit der Straßenbahn und mit SIEMENS & HALSKE. Die Berechtigung der Gegner konnte man nicht einmal leugnen und das eigene Herz stand eigentlich auf der Seite der Gegner.... Der Kampf hat auf meiner Stimmung schwer gelastet, vielleicht den Hauptteil am Untergraben des Nervensystems gehabt, und der Gedanke, ob es nicht besser sei, wenn ich abgehe, hat damals eine selbst in der Erinnerung noch lebhafte Rolle gespielt." Sehr glücklich war er, als später die Beziehungen zur Stadt sich besserten und so konnte er hinterdrein „ohne Kummer an die Konfliktszeit zurückdenken". Im Jahre 1902 wurde der Straßenbahn die Marchstraße unter gewissen Bedingungen, besonders unter der Bedingung doppelter Oberleitung, geöffnet. Unter den hierdurch geschaffenen Umständen läßt sich zwar mit dem Panzergalvanometer nach DUBOIS und RUBENS leidlich arbeiten, nicht aber mit ungeschützten Magnetometern. Dies veranlaßte KOHLRAUSCH, in Gemeinschaft mit Herrn HOLBORN, nach dem Prinzip des astatischen Systems ein störungsfreies Magnetometer zu konstruieren.

Wir gehen über zu den elektrischen Fundamentalbestimmungen. WEBER hatte das System absoluter elektrischer Messungen begründet und seine klassischen Methoden zur absoluten Widerstandsmessung entwickelt. Die British Association hatte als praktische Widerstandseinheit das jetzt sogenannte wahre Ohm gewählt und dasselbe durch einen „British Association unit" genannten Drahtwiderstand verkörpert. In Deutschland galt als

Widerstandsmaß die SIEMENSsche Einheit. Dies war die Sachlage in den sechziger Jahren.

Zur Zeit seines Göttinger Extraordinariats im Jahre 1869 führte KOHLRAUSCH eine Bestimmung des elektrochemischen Äquivalents des Silbers und eine Ohmbestimmung aus, Arbeiten, welche er 14 Jahre später in Würzburg wieder aufnahm und zum Abschluß brachte. Bei der Göttinger Bestimmung des elektrochemischen Silberäquivalents wurde, ebenso wie später, die absolute Strommessung durch die Tangentenbussole ausgeführt. Der erhaltene Wert (1,136 statt 1,118) war erheblich zu groß, ein Fehler wurde nachträglich in magnetischer Eigenschaft des Dämpfers gefunden. Bei der Ohmbestimmung wurde diejenige WEBERsche Methode benutzt, bei welcher man die durch den Stromstoß eines Erdinduktors erzeugte Geschwindigkeit einer Galvanometernadel mißt, entweder durch einfachen Ausschlag oder nach WEBERs Zurückwerfungsmethode, letztere wurde verwandt. KOHLRAUSCH fand $1\,\Omega = 1{,}025$ S.-E., ein Ergebnis, welches um 2 Proz. kleiner war, als das der British Association, also noch weiter von dem richtigen Wert abwich als dieses. Die Ursache hat er später selbst in fehlerhafter Bestimmung der Windungsfläche des Erdinduktors entdeckt. Hierfür hatte er den von WEBER durch geometrische Ausmessung gefundenen Wert gesetzt. Viel sicherer wird die Windungsfläche wie KOHLRAUSCH später (Würzburg 1882) zeigt, bestimmt, indem man sie durch magnetische Fernwirkung mit einer anderen vergleicht, die ihrer einfachen Konstruktion wegen scharfe geometrische Ausmessung gestattet. Der bei der Göttinger Bestimmung benutzte Erdinduktor war noch vorhanden, die neue Methode lieferte einen verbesserten Wert der Windungsfläche und dieser für das Ohm den Wert 1,059 S.-E., welcher nur um 4 Promille kleiner ist als das heutige internationale Ohm.

Einen neuen Impuls erhielten die absoluten elektrischen Messungen durch den Pariser Kongreß vom Jahre 1880, an welchem KOHLRAUSCH im Auftrage der bayerischen Regierung teilnahm. Der Kongreß wählte als Widerstandseinheit das wahre Ohm, dieses sollte aber nicht durch einen Drahtwiderstand, sondern durch die Länge einer Quecksilbersäule von 0° und 1 qmm Querschnitt realisiert werden; ein Beschluß, welcher sich als ein Kompromiß zwischen der British Association unit und der SIEMENSschen Einheit

darstellt. So entstand die Aufgabe, die Länge jener Quecksilbersäule möglichst genau zu bestimmen. Diese Aufgabe wurde von verschiedenen Seiten in Angriff genommen, und KOHLRAUSCH erhielt von der bayerischen Regierung den Auftrag, unter Gewährung einer ansehnlichen finanziellen Beihilfe eine solche Bestimmung auszuführen. Er wählte diejenige WEBERsche Methode, bei welcher der Widerstand eines Multiplikatorgewindes durch die Dämpfung der Nadel bei geschlossenem Gewinde bestimmt wird. Außerdem muß die Schwingungsdauer der Nadel, das Verhältnis M/H des Nadelmoments zur magnetischen Horizontalintensität, sowie die Galvanometerkonstante bekannt sein. Letztere wurde nach einem Vorschlage des Herrn DORN durch Vergleichung mit der durch Rechnung bestimmbaren Galvanometerkonstante eines Hilfskreises von bekannten geometrischen Abmessungen ermittelt, ein Verfahren, welches KOHLRAUSCH zu einer Nullmethode ausgestaltete. In diese Bestimmung und in die M/H-Bestimmung, wenn sie aus erster Hauptlage ausgeführt wird, geht die erhebliche Korrektion wegen endlicher Nadellänge mit entgegengesetztem Zeichen ein und kann so beliebig klein gemacht werden.

Es handelte sich weiter darum, den in absolutem Maß gemessenen Drahtwiderstand mit dem Widerstand einer Quecksilbersäule zu vergleichen. Zu diesem Zwecke erfand KOHLRAUSCH ein äußerst sinnreiches, vielfach benutztes Verfahren, welches er die Methode des übergreifenden Nebenschlusses nannte und welches erlaubt, Widerstände gänzlich unabhängig von Übergangswiderständen zu messen.

Das Ergebnis war $1\,\Omega = 1{,}0632$ S.-E.

Zu derselben Zeit (1884) wurde von F. und W. KOHLRAUSCH eine neue Bestimmung des elektrochemischen Silberäquivalents vorgenommen, wobei die absolute Stromstärke durch die Tangentenbussole, das Erdfeld nach der bifilargalvanischen und bifilarmagnetischen Methode gemessen und von den KOHLRAUSCHschen Variometern ausgiebiger Gebrauch gemacht wurde. Bemerkenswert ist die prinzipielle Vermeidung organischer Substanz im Gegensatz zu anderen Experimentatoren, welche die Anode, um abfallende Teile aufzufangen, mit Filtrierpapier umhüllten; in der Tat läßt das letztere nach neueren Ermittelungen das Äquivalent unter Umständen merklich zu hoch erscheinen. Bekannt ist die

vorzügliche Übereinstimmung des Ergebnisses mit dem gleichzeitig von Lord RAYLEIGH gefundenen.

Die letztgenannten Würzburger Arbeiten bezeichnen den Höhepunkt von KOHLRAUSCHs elektrischen Präzisionsmessungen, alle früher gewonnenen Erfahrungen und Ergebnisse sind zur Erreichung des Zieles verwertet worden. In seinen Aufzeichnungen sagt KOHLRAUSCH: „Besonderen Genuß haben mir Arbeiten geboten, welche als Vorbereitung verwickelte Anordnungen verlangten, die, ähnlich wie bei militärischer Mobilisierung, das Gelingen vom Ineinandergreifen aller Zurüstungen abhängig machen.“ Er sagt dies unter direkter Bezugnahme auf die geschilderten Untersuchungen, welche mithin als besonders charakteristisch für seine Arbeitsrichtung anzusehen sind.

Wir kommen zu dem Thema, auf welches KOHLRAUSCH vom Beginn bis zum Ende seiner Laufbahn den weitaus größten Teil seiner Kraft verwandt hat, nämlich zur elektrolytischen Leitung wässeriger Lösungen. Als er sich diesem Thema zuwandte, gab es zwar schon einige einwandfreie, wenn auch etwas umständliche Methoden zur Bestimmung des elektrolytischen Leitungsvermögens, sowie einige Bestimmungen dieser Größe, doch waren durchgreifende Gesetzmäßigkeiten noch wenig zutage getreten. Die Einführung eines elektrolytischen Leiters in einen Stromkreis schwächt den Strom nicht nur durch seinen Widerstand, sondern auch durch die Polarisation der Elektroden. In einer mit NIPPOLDT gemeinschaftlich ausgeführten Untersuchung (Göttingen 1869) ersetzte KOHLRAUSCH den bis dahin zu den Messungen benutzten Gleichstrom durch Wechselstrom, ursprünglich in der Meinung, daß dabei die aufeinanderfolgenden Polarisationen entgegengesetzter Richtung sich aufheben müßten. Der Wechselstrom, durch die Induktionssirene von WEBER und R. KOHLRAUSCH, nämlich durch eine in einer Spule rotierende, auf eine Sirene aufgesetzte Stahlscheibe erzeugt, wurde durch ein WEBERsches Elektrodynamometer geleitet und der metallische Drahtwiderstand bestimmt, welcher, dem zu messenden elektrolytischen Widerstand substituiert, denselben Dynamometerausschlag wie dieser ergab. Doch zeigten sich bald unerwartete Erscheinungen, z. B. ergab sich der äquivalente Drahtwiderstand um so kleiner, je höher die Frequenz des Wechselstromes, und es handelte sich zuerst darum,

diese Erscheinungen aufzuklären. Dies gelang KOHLRAUSCH in zwei sehr wichtigen Arbeiten (Darmstadt 1872 und 1873), in welchen er zum ersten Male den Einfluß von Polarisation und Induktivität auf die durch eine sinusförmige Wechselspannung erzeugten elektrischen Ströme theoretisch untersuchte. Die Polarisation zu irgend einer Zeit wird dem Integralstrom bis zu dieser Zeit proportional gesetzt, also die Depolarisation nicht berücksichtigt. Die EM-Kräfte der Induktivität und Polarisation haben entgegengesetzte Richtung, bringen Phasenverschiebungen von entgegengesetztem Sinn hervor und heben sich auf, wenn das Quadrat der 2π-Frequenz gleich dem reziproken Produkt aus der Polarisationskapazität und der Induktivität ist; dieser Fall entspricht dem Maximum der Resonanz auf die angelegte Wechselspannung. Die Theorie von KOHLRAUSCH hat bekanntlich auf vielen Gebieten eine große Bedeutung erlangt; er bestimmte nach ihr die Polarisationskapazität, d. h. die durch die Elektrizitätsmenge 1 hervorgerufene Polarisation, die dabei abgeschiedenen Mengen der Ionen sind bekannt, so konnte er die minimalen Gasschichten bestimmen, welche bereits eine Polarisation von einem Daniell hervorrufen[1]). In der zweiten erwähnten Arbeit wird die Induktionssirene durch den Sinusinduktor ersetzt und die Polarisation durch Anwendung großer platinierter Elektroden unmerklich gemacht.

Es folgt eine Untersuchung mit GROTRIAN (Darmstadt 1875), in welcher die Methode durch Einführung der WHEATSTONEschen Brücke verbessert wird, die bewegliche Rolle des Elektrodynamometers kommt in den Brückenzweig, die feste Rolle in den Batteriezweig. Die ersten Widerstandsgefäße werden angegeben und mit Hilfe der alten Gleichstrommethode geeicht; eine große Zahl wässeriger Lösungen wird untersucht, das einfache Verhalten sehr verdünnter Lösungen erkannt und das Äquivalentleitungsvermögen in Betracht gezogen, welches innerhalb verwandter Körperklassen viel geringere Variation zeigt, als das Leitungsvermögen selbst. Im Jahre 1876 endlich (Würzburg) gelangt KOHLRAUSCH auf Grund weiter vermehrten Beobachtungsmaterials

---

[1]) $1{,}5 \,.\, 10^{-9}$ mg Wasserstoff und $12 \,.\, 10^{-9}$ mg Sauerstoff auf 1 qmm blanken Platins.

zu dem Gesetz der unabhängigen Wanderung der Ionen; eine umfangreiche und zusammenfassende Arbeit vom Jahre 1879 enthält die Grundlagen für die weiteren Untersuchungen auf dem Gebiet. KOHLRAUSCH geht von der Überlegung aus, daß die Bewegungshindernisse eines Ions in sehr verdünnter Lösung nur von der Wasserreibung herrühren, also unabhängig sind von der Gegenwart anderer Ionen, mithin auch von der elektrolytischen Molekel, aus welcher die Ionen stammen. Seinen weiteren Schlüssen liegt die stillschweigende Voraussetzung zugrunde, daß alle in der Lösung vorhandenen elektrolytischen Molekeln sich an der Stromleitung beteiligen; diese Voraussetzung trifft nach der sieben Jahre später (1886/1887) von ARRHENIUS ausgebildeten Theorie der elektrolytischen Dissoziation auch für sehr verdünnte Lösungen nur bei vollständiger Dissoziation zu. In diesem Falle, auf welchen die Schlüsse von KOHLRAUSCH einzuschränken sind, ist das Äquivalentleitungsvermögen bis auf einen von den gewählten Einheiten abhängigen Faktor gleich der Summe der Beweglichkeiten. Nun tat KOHLRAUSCH den wichtigen Schritt, daß er die HITTORFschen Überführungszahlen heranzog, welche das Verhältnis der Beweglichkeiten bestimmen; aus Äquivalentleitungsvermögen und Überführungszahl ergeben sich die Beweglichkeiten der einzelnen Ionen. Hat man in dieser Weise durch Versuche mit n Elektrolyten aus lauter verschiedenen Ionen die Beweglichkeiten von $2n$ Ionen ermittelt, so ist dadurch das Leitungsvermögen von n^2 Elektrolyten bekannt, welches sich also für $n(n-1)$ Elektrolyte ohne Beobachtung errechnen läßt. Dieses fundamentale Gesetz nannte KOHLRAUSCH das Gesetz von der unabhängigen Wanderung der Ionen. Er fand außerdem, daß einige Elektrolyte, wie z. B. Ammoniak und Essigsäure, sich dem Gesetz nicht fügten. Der Grund ist, daß diese Leiter auch in sehr hoher Verdünnung noch weit von dem Zustande völliger Dissoziation entfernt sind. Da ihm aber die notwendige Einschränkung auf den Fall völliger Dissoziation noch fehlte, so hielt er damals sein Gesetz noch nicht für allgemein gültig. Nichtsdestoweniger sind seine weiteren Rechnungen sehr nahe richtig, da er denselben fast völlig dissoziierte Elektrolyte zugrunde legte. Er findet die Beweglichkeit der Ionen, d. h. die Geschwindigkeit, welche sie im Volt-Zentimeter-Feld annehmen, auffallend klein, die

elektrische Kraft hingegen, welche in diesem Felde auf das einwertige Gramm-Ion wirkt, sehr groß, nämlich gleich 980000 kg Gewicht, zeigt aber, daß dieser hohe Wert nicht auffällig ist, wenn man die geringe Größe der Ionen in Betracht zieht. Seine Argumentation läßt sich in etwas veränderter Form so wiedergeben, daß der Reibungswiderstand, welchen ein durch eine Flüssigkeit bewegter fester, kugelförmiger Körper erfährt, nach der STOKESschen Formel $\sqrt[3]{n^2}$mal so groß wird, wenn der Körper in n gleiche kleine Kugeln zerteilt wird. Setzt man nun für die Zahl n der in einem Grammion enthaltenen Ionen den PLANCKschen Wert und macht den STOKESschen Wert für den Reibungswiderstand von n kugelförmig gedachten Ionen gleich der von KOHLRAUSCH berechneten Kraft, so findet man den Halbmesser des Ions von der Größenordnung molekularer Dimensionen.

Das Verhältnis von KOHLRAUSCH zur Dissoziationstheorie ist sehr charakteristisch. Er hat sie benutzt, wo er auf sie geführt wurde, aber er hat sie nie zum Ausgangspunkt einer Untersuchung gewählt. Die größte Bedeutung dieser Theorie liegt wohl nicht auf dem Gebiete der elektrolytischen Leitung, beruht vielmehr darauf, daß sie viele wichtige Eigenschaften der Ionen ans Licht gebracht hat, z. B. ihre elektromotorische Wirksamkeit nach NERNST, ferner besonders ihre chemische Reaktionsfähigkeit, wodurch ganz neue und fruchtbare Anschauungen in die Theorie der chemischen Reaktionen hineingetragen wurden. Auf dem Gebiete der elektrolytischen Leitung beschränkt sich der durchgreifende Erfolg auf die schwachen Elektrolyte, welche dem OSTWALDschen Verdünnungsgesetz, d. h. dem Dissoziationsgesetz folgen. KOHLRAUSCH indessen hat von Anfang an das Ziel im Auge gehabt, einmal die Messungsmethoden zu verbessern und zu vereinfachen, alsdann empirische Gesetze zu finden, um die Übersicht zu erleichtern und unbekannte Werte des Leitungsvermögens aus bekannten zu berechnen. Auch hat er sich fast nur mit den sogenannten starken Elektrolyten beschäftigt, deren quantitative Behandlung durch die Dissoziationstheorie nur wenig gefördert wird. Nebenbei hoffte er, auf diesem Wege zu einem tieferen Einblick in das Wesen einer Lösung zu gelangen. Dieser Gesichtspunkt hat wohl auch zu den interessanten Präzisionsarbeiten mit HALLWACHS über die Dichte verdünnter wässeriger Lösungen die Veranlassung gegeben. Es

bleibt übrig zu schildern, was er auf dem von ihm verfolgten Wege ferner erreicht hat, wir betrachten zuerst die Verbesserung der Methode. Nachdem in der zuletzt besprochenen Abhandlung (1879) der Sinusinduktor durch einen Induktionsapparat mit massivem Eisenkern ersetzt war, wurde 1880 an Stelle des Dynamometers das 1877 von BELL erfundene Telephon verwendet. Die Einführung des Telephons war von großer Bedeutung, nicht nur wegen größerer Bequemlichkeit, sondern auch weil mit demselben auf hohe Töne [1]) eingestellt wird und die durch Polarisation und elektrostatische Kapazität verursachten Fehler mit wachsender Frequenz abnehmen. Dasselbe gilt von dem Fehler durch Depolarisation, welche einen Energieverlust hervorbringt und als scheinbare Widerstandsvermehrung erscheint. Dies hat MAX WIEN nachgewiesen, zugleich aber gezeigt, daß bei Anwendung des Telephons der Fehler unter den von KOHLRAUSCH eingehaltenen Bedingungen verschwindend ist. In Straßburg 1893 wurde die Kapazität der Widerstandsrollen durch Anwendung der CHAPERONschen Wickelung verringert, der übrige Rest durch einen Hilfskondensator im Nachbarzweig kompensiert. Endlich fand KOHLRAUSCH in Charlottenburg (1897), daß die von LUMMER und KURLBAUM eingeführte Zufügung von Bleiacetat zum Platinchlorid bei der Platinierung der Elektroden die Polarisationskapazität sehr erhöht und dadurch die notwendige Elektrodengröße vermindert, sowie auch kleine elektrolytische Widerstände meßbar macht. Andererseits durfte anfänglich ein mit dem Telephon gut bestimmbarer elektrolytischer Widerstand 1000 Ω nicht überschreiten, durch die beschriebenen Verbesserungen gelang es, Widerstände von 100 000 Ω auf $^1/_{10}$ Proz. genau zu messen, was besonders für die Untersuchung sehr verdünnter Lösungen wichtig ist.

Bei der Untersuchung des Leitungsvermögens wässeriger Lösungen, hauptsächlich stark verdünnter, kommt das Leitungsvermögen des zur Lösung benutzten Wassers in Betracht; so hat KOHLRAUSCH das schon im Jahre 1875 von ihm begonnene Studium der elektrischen Leitung und der Reinigungsmethoden des Wassers bis zum Jahre 1903 immer wieder aufgenommen. Es zeigte sich,

---

[1]) Frequenz von etwa 10000 in der Sekunde.

daß die aus der Luft aufgenommenen Gase, Kohlensäure und Ammoniak[1]) das Leitungsvermögen des Wassers erhöhen, was auf Destillation des Wassers im Vakuum führte. Den Höhepunkt dieser Arbeiten bildet eine Untersuchung mit Herrn HEYDWEILLER aus dem Jahre 1894, in welcher die Verfasser wohl zu dem reinsten, jemals dargestellten Wasser gelangt sind. Dieses zeigt nicht nur ein äußerst kleines Leitungsvermögen[2]), sondern auch einen abnorm hohen Temperaturkoeffizienten des Leitungsvermögens, nämlich 5,32 Proz. pro Grad gegen 2,4 Proz. für gewöhnliches, sogenanntes reines Wasser. Die Verfasser finden für reines Wasser theoretisch 5,81, indem der Temperaturkoeffizient der Ionenbeweglichkeit für H und OH bekannt ist und der Temperaturkoeffizient der Dissoziation sich nach VAN'T HOFF aus der Wärmetönung der Reaktion $H + OH = H_2O$ berechnen läßt. Diese Übereinstimmung spricht dafür, daß das benutzte Wasser nahezu rein war, ebenso der Umstand, daß der aus dem Leitungsvermögen berechnete Dissoziationskoeffizient beinahe gleich ist dem nach anderen Methoden gefundenen.

Bei dieser Untersuchung fanden die Verfasser eine Abnahme des Leitungsvermögens von Wasser durch die Elektrolyse, welche nämlich, wie sie später (1895) zeigten, eine Verarmung der Strombahn an fremden, gut leitenden Beimengungen hervorbringt. An solche Vorgänge knüpft eine interessante theoretische Studie von KOHLRAUSCH vom Jahre 1897 an, welche in großer Allgemeinheit die Konzentrationsverschiebungen durch Elektrolyse im Innern von Lösungen und Lösungsgemischen behandelt. In einem einzigen Elektrolyten werden Konzentrationsdifferenzen durch den Strom nicht verschoben; wenn die HITTORFsche Überführungszahl von der Konzentration unabhängig ist; wächst die Überführungszahl des Anions mit der Konzentration, so wandern Konzentrationsdifferenzen mit berechenbarer Geschwindigkeit in der Richtung des negativen Stromes. Der Fall mehrerer gemischter Elektrolyte wird unter der Annahme konstanter Überführungszahlen behandelt, wobei die Summe der Quotienten aus den molekularen Konzentrationen in

[1]) Ammoniak wird vermöge der von KOHLRAUSCH entdeckten Absorption durch die platinierten Elektroden von selbst teilweise beseitigt.

[2]) $0{,}0415 \cdot 10^{-10}$ bei 18° bezüglich des Quecksilbers bei 0°, gegen $0{,}7 \cdot 10^{-10}$ im Jahre 1875 und $0{,}25 \cdot 10^{-10}$ im Jahre 1885.

die Beweglichkeiten der einzelnen Ionen überall konstant bleibt. Dieser Satz erlaubt z. B. zu berechnen, in welchem Verhältnis in einem Gemisch von NaCl und HCl Na und H einander ersetzen.

Bis an sein Lebensende hat KOHLRAUSCH sich damit beschäftigt, das über das Leitungsvermögen zusammengebrachte Beobachtungsmaterial über die starken Elektrolyte teils neu zu verarbeiten, teils durch neue Versuche zu vervollständigen und zu erweitern, wobei er an der Reichsanstalt durch zahlreiche Mitarbeiter, insbesondere durch die Herren DIESSELHORST, GRÜNEISEN, HOLBORN, MYLIUS und v. STEINWEHR, sowie durch MISS MALTBY unterstützt wurde; wohlbekannt ist seine mit Herrn HOLBORN bearbeitete Monographie über das Leitvermögen der Elektrolyte. Bei der Verwertung des Materials suchte er erstens empirische Beziehungen zwischen Äquivalentleitungsvermögen und Konzentration, um auf den wichtigen Fall unendlicher Verdünnung zu extrapolieren. Hierfür bewährte sich bis zu Konzentrationen von einigen tausendstel Gramm-Äquivalent im Liter eine lineare Beziehung zwischen dem Äquivalentleitungsvermögen und der Quadratwurzel aus der Konzentration; für höhere Konzentrationen bis 0,1 g-Äq. im Liter eine etwas kompliziertere Formel, welche für Salze aus einwertigen Ionen zu demselben Ergebnis führte, wie die erstgenannte Beziehung und daher die Extrapolation aus viel höheren Konzentrationen gestattet; bei Gegenwart zweiwertiger Ionen wird die Übereinstimmung weniger gut.

Zweitens suchte er Tabellen für Ionenbeweglichkeiten aufzustellen, aus denen das Leitungsvermögen verdünnter Lösungen durch Addition abgeleitet werden kann, hierbei ist unter „Beweglichkeit" das Produkt aus der eigentlichen Beweglichkeit, d. h. der Geschwindigkeit im Volt-Zentimeterfeld und dem Dissoziationsgrad zu verstehen. Die Annahme, daß dasselbe Ion in verschiedenen Elektrolyten bei derselben Konzentration in diesem Sinne dieselbe Beweglichkeit besitzt, führt wenigstens innerhalb verwandter Gruppen von Elektrolyten für Konzentrationen bis zu $^1/_{10}$ g-Äq. im Liter zu praktisch brauchbaren Ergebnissen, wobei wieder die Abweichungen von der Beobachtung um so größer werden, je mehr zweiwertige Ionen ins Spiel kommen. Veranlassung zu diesen Bemühungen gab besonders das Bedürfnis, unbekannte Werte von Leitungsvermögen aus anderen beobachteten zu finden. Dieses

Bedürfnis hatte sich bei den ausgedehnten Arbeiten herausgestellt, welche KOHLRAUSCH unternahm, um die Löslichkeit schwer löslicher Körper aus dem Leitungsvermögen der Lösungen zu bestimmen. Die erwähnten Arbeiten begannen in Straßburg 1891 mit der Untersuchung der Löslichkeit von Gläsern und wurden dann, zum Teil in Gemeinschaft mit den Herren ROSE, MYLIUS und DOLEZALEK, auf andere Silikate und eine große Anzahl von Salzen ausgedehnt. Die endgültige Verarbeitung des Beobachtungsmaterials wurde erst in den Jahren 1903 und 1908 gegeben, die letztgenannte Arbeit ist die letzte größere Untersuchung, die KOHLRAUSCH vollendet hat, in ihr wird die Umrechnung vom Leitungsvermögen auf die gelöste Masse vorgenommen. Mit Befriedigung wird konstatiert, daß die später auch von anderen zu diesem Zwecke verwandten elektrischen Methoden zuerst Licht in das Gebiet der schwachen Löslichkeiten gebracht haben. Als Fall eines Gleichgewichtes besitzt der Gegenstand theoretisches Interesse, der osmotische Druck der gesättigten Lösung entspricht dem Druck des gesättigten Dampfes, aus dem Temperaturkoeffizienten der Löslichkeit läßt sich nach einer bekannten Formel von VAN 'T HOFF die Lösungswärme berechnen.

Bei der Untersuchung der Natriumsilikate ergaben sich bei Konzentrationsänderungen und auch bei Zufügung von Natriumhydroxyd interessante Fälle kleiner Reaktionsgeschwindigkeit, vermöge deren die definitiven Werte des Leitungsvermögens sich erst nach längerer Zeit herstellen. Im Zusammenhang hiermit steht eine Arbeit über die durch Zeit und Licht bewirkte Hydrolyse einiger Chlorverbindungen von Platin, Gold und Zinn (Charlottenburg 1900); die Beschäftigung mit Platinchlorid führte zu Beobachtungen über die Elektrolyse dieser Substanz, aus welchen KOHLRAUSCH den interessanten, später von HITTORF, sowie von DIETZ und DITTENBERGER bestätigten Schluß zog, daß dabei das Platin zur Anode wandert.

Auch mit dem Temperaturkoeffizienten des Leitungsvermögens hat KOHLRAUSCH sich eingehend beschäftigt. Extrapoliert man die quadratische Formel, welche nach DÉGUISNE das Leitungsvermögen als Funktion der Temperatur darstellt, unter 0°, so findet man bei etwa — 39° für alle Elektrolyte das Leitungsvermögen ungefähr gleich und zwar ungefähr gleich Null, was

KOHLRAUSCH als Aufhören der Fluidität des Wassers bei — 39° deutet. In der Tat ergibt nach BOUSFIELD und LOWRY die Fluiditätskurve des Wassers, ebenso behandelt, etwa bei — 39° die Fluidität Null. Außerdem entspricht wenigstens bei einwertigen Ionen kleinere Beweglichkeit größerem Temperaturkoeffizienten, und dieser stimmt für langsame Ionen nahezu mit dem Temperaturkoeffizienten der Fluidität des Wassers überein. Diese Tatsache erklärt KOHLRAUSCH durch die Annahme von Wasserhüllen, welche von den Ionen bei ihren Bewegungen mitgeführt werden. Bei dicker Hülle und folgeweise großer Reibung übt das Ion auf diese keinen Einfluß mehr aus, und der Temperaturkoeffizient der Reibung wird gleich dem der Wasserreibung, vorausgesetzt allerdings, daß die Größe der Hülle mit der Temperatur sich nicht ändert.

Die elektrolytischen Ionen waren das erste Beispiel von Massenpartikeln, welche mit dem elektrischen Elementarquantum geladen sind. Dieselben Gebilde treten auf in den verschiedenen positiven, elektrischen Konvektionsstrahlen, den Kanalstrahlen, den Anodenstrahlen und den α-Strahlen des Radiums, zwar mit ungeheuer gesteigerter Geschwindigkeit und deshalb sehr veränderten Wirkungen, aber durch Ladung und Masse mit den elektrolytischen Ionen identifizierbar. Ihre Eigenschaften sind zwar in den letzten Dezennien mit großem Erfolge untersucht, eröffnen aber der Spekulation noch ein weites Feld, wobei das große von KOHLRAUSCH gelieferte Zahlenmaterial und die aus demselben von ihm abgeleiteten empirischen Beziehungen wahrscheinlich noch wichtige Dienste leisten werden.

Die Arbeiten über elektrolytische Leitung haben KOHLRAUSCH während seiner Tätigkeit an der Reichsanstalt vorzugsweise beschäftigt, doch fällt noch eine andere wichtige Untersuchung in diese Zeit. Die Technik hatte Versuche über den Wärmedurchgang durch Heizflächen gewünscht, ein Vorgang, welcher sich aus verschiedenen, verschiedenen Gesetzen folgenden Vorgängen zusammensetzt und deshalb den Physiker wenig anzieht. KOHLRAUSCH griff einen dieser Vorgänge, nämlich die Wärmeleitung durch das Metall, heraus, der zwar für das technische Problem nur eine untergeordnete, für die Physik eine um so größere Bedeutung besitzt, und ersann eine neue Methode zur Messung des

Wärmeleitungsvermögens, welche, wenn die erforderlichen großen Mittel zur Verfügung stehen, vielleicht die beste ist. Im Jahre 1874 hatte er seine Mitführungstheorie der Thermoelektrizität aufgestellt und war bei dieser Gelegenheit, ähnlich wie etwas früher der dänische Physiker LORENZ, der Frage nach der durch elektrische Heizung zu erzielenden Temperaturerhöhung näher getreten. Diese Frage nahm er jetzt auf allgemeinerer Grundlage wieder auf. Denkt man sich das wärmeleitende Material zwischen zwei isothermen Flächen verschiedenen Potentials und nimmt an, daß die JOULEsche Stromwärme nur durch diese Flächen oder Elektroden abfließt, so fallen im stationären Zustande die Flächen gleicher Temperatur und gleichen Potentials überall zusammen. Die Temperatur an irgend einer Stelle hängt, wie auch der Leiter zwischen den Elektroden gestaltet sein mag, nur von dem Potential dieser Stelle ab und nimmt den größten Wert da an, wo das Potential das arithmetische Mittel aus den Elektrodenpotentialen ist; außerdem aber hängt die Temperatur an irgend einer Stelle nur von dem Verhältnis der Leitungsvermögen für Wärme und Elektrizität ab, welches durch Messung von Potential und Temperatur an drei Stellen bestimmt werden kann. Die experimentelle Ausarbeitung der Methode verdankt man den Herren JAEGER und DIESSELHORST, deren Ergebnisse zurzeit als die zuverlässigsten gelten.

Der Höhepunkt von KOHLRAUSCHs Lehrtätigkeit liegt bekanntlich auf dem Gebiete der praktischen Meßkunde. Zu Anfang der 60er Jahre war zwar an einigen Stellen Deutschlands, z. B. im Laboratorium von MAGNUS, sowie an den Seminarien von F. NEUMANN und KIRCHHOFF einige Gelegenheit zu praktischen Arbeiten gegeben, allein es fehlte an einem systematischen Übungskurs, in welchem der angehende Physiker mit den klassischen Messungsmethoden, ihrer Handhabung und ihren Fehlerquellen vertraut gemacht wurde. Einen solchen Kurs richtete KOHLRAUSCH als erster in Göttingen ein; einige gedruckte Blätter, bestimmt das Lehren und Lernen bei den Aufgaben zu erleichtern, ließ er auf den Rat von W. WEBER und BEETZ im Jahre 1870 erscheinen unter dem Titel: „Leitfaden der praktischen Physik, zunächst für das physikalische Praktikum in Göttingen“. Bereits zwei Jahre später (1872) erschien die zweite für weitere Kreise bestimmte,



wesentlich erweiterte und umgearbeitete Auflage. Das Buch, damals das einzige in seiner Art, wurde von den jungen Physikern mit lebhaftem Interesse entgegengenommen, und als man bald, KOHLRAUSCHs Beispiel folgend, an anderen Instituten ähnliche Übungskurse einrichtete, wurde durchweg nach dem Leitfaden gearbeitet. In den späteren Auflagen wurden „zunehmend für wissenschaftliche Zwecke Aufgaben eingereiht, die nicht eigentlich zum Unterricht zu rechnen sind“, besonders seit der neunten Auflage (1901), welche, nachdem inzwischen für die Zwecke des elementaren Praktikums ein kleinerer Leitfaden abgezweigt war, den Titel eines Lehrbuches der praktischen Physik erhielt. Namentlich seit der siebenten Auflage gelang es, bei zahlreichen Mitarbeitern sachkundige Unterstützung für einzelne, dem Verfasser ferner liegende Gebiete zu gewinnen; genannt werden im Vorwort zu dieser Auflage die Herren BECKER, PFAUNDLER, NERNST, DORN, HALLWACHS, HEERWAGEN, NEUMAYER, SOLANDER, W. KOHLRAUSCH. In noch höherem Maße war dies naturgemäß an der Reichsanstalt der Fall, wo für alle Einzelgebiete fachmännischer Rat zu Gebote stand; in dem Vorwort zur letzten Auflage (1909) werden neben den Herren DORN und F. A. SCHULTE in Marburg besonders die Herren HOLBORN, GRÜNEISEN und SCHEEL dankbar hervorgehoben. Nicht am wenigsten kam dieser Rat den beigefügten Tabellen zustatten. In dem Vorwort zur neunten Auflage nimmt KOHLRAUSCH mit Recht für den Leitfaden in Anspruch, daß er zuerst und lange Zeit allein eine handliche Zusammenstellung kritisch ausgewählter, physikalischer Zahlen gebracht habe. Indessen auch jetzt noch, wo zahlreiche größere Tabellenwerke, besonders das von LANDOLT-BÖRNSTEIN-MEYERHOFFER vorliegen, sind die Tabellen von KOHLRAUSCH sehr wertvoll, indem sie nicht, wie jene Werke, alles, sondern mit größter Kritik das Wahrscheinlichste und durch Abrundung der Ziffern einen stillschweigenden Hinweis auf den Grad der Zuverlässigkeit bringen, welcher den verschiedenen Angaben zukommt. Die letzte Auflage vom Jahre 1909, in welcher der ursprüngliche Umfang der ersten Auflage von 126 Seiten auf 686 Seiten angewachsen ist, umfaßt in einer Darstellung, welche mit lapidarer Kürze Klarheit und Übersichtlichkeit auf das schönste vereinigt, fast sämtliche nennenswerte Messungsmethoden, welche der heutigen Physik

zu Gebote stehen; ein Werk einzig in seiner Art und unentbehrlich für den wissenschaftlich arbeitenden Physiker. Wer sich ein Urteil darüber bilden will, in welchem Umfang Kohlrausch selbst die messende Physik bereichert hat, sollte diese Auflage durchsehen; außer dem in dieser Darstellung gebrachten wird er noch manches andere finden, worunter das Totalreflektometer hier hervorgehoben werde. Beim Erscheinen der 11. Auflage waren 27 000 Exemplare des Werkes abgesetzt, ein Beleg für den eminenten Einfluß, welchen es auf die deutsche Physik ausgeübt hat.

In dem Vorwort zur elften Auflage nimmt Kohlrausch Abschied von dieser Arbeit, indem er die Bearbeitung einer neuen Auflage ablehnt; daß sobald der Tod seinem arbeitsvollen Leben ein Ende machen werde, wurde wohl weder von ihm selbst noch von seinen Freunden erwartet.

In der deutschen Physik hat sich in den letzten 50 Jahren manches verändert. Unter den jungen Physikern der 60er Jahre bestand vielfach die Ansicht, daß größere Entdeckungen seit Faraday nicht mehr zu machen seien, und daß es nur noch darauf ankomme, die Messungen zu verfeinern. Diese Ansicht wurde zuerst gründlich widerlegt durch Heinrich Hertz, seit seinem Auftreten ist ein frischer und mutiger Zug in die experimentelle Forschung gekommen, es wurde eine Fülle der weittragendsten Entdeckungen gemacht; dabei brachten kühne und erfolgreiche Spekulationen, vor denen die älteren Physiker vielleicht zurückgeschreckt wären, die neuen Tatsachen unter die Herrschaft der Theorie. Zugleich sind die Beziehungen der Physik zur Technik und damit zum bürgerlichen Leben rapide gewachsen, große Verbesserung der instrumentellen Hilfsmittel und erhöhte staatliche Fürsorge waren hiervon die für die Wissenschaft ersprießlichen Folgen. Wer wollte nicht diese erstaunliche und ungeahnte Entwickelung freudig begrüßen und dabei einige weniger erfreuliche Auswüchse, wie vielleicht allzu hastiges und fieberhaftes Arbeiten, Schließen und Publizieren gern mit in den Kauf nehmen? Ebensowenig ist aber zu leugnen, daß der reißende Strom der neueren Entwickelung manches Schöne der alten Zeit hinweggenommen hat; das stille, beschauliche, in sich konzentrierte Wesen und die einfache Lebensführung der alten Gelehrten

verschwindet mehr und mehr. KOHLRAUSCH brachte der neuen Entwickelung das lebhafteste Interesse entgegen, nennt er doch den jungen Riesen Radioaktivität die künftige Grundlage der Naturwissenschaft. Andererseits hing er mit allen Fasern seiner Empfindung an den schönen Seiten der alten Zeit, wie sie sich in den Traditionen seines Vaters und WILH. WEBERS darstellte; daß man auch mit einfachen Mitteln Großes leisten könne, daß einfache Lebensführung für ein glückliches Dasein ausreichend, vielleicht sogar vorteilhaft sei, hat er öfter ausgesprochen, und es scheint, daß das Milieu, in welchem der heutige Gelehrte sich bewegt, der Entfaltung von Individualitäten wie der von FRIEDRICH KOHLRAUSCH nicht günstig ist. Um so mehr werden wir darauf hingewiesen, in bezug auf ihn das Wort des Dichters zu beherzigen: Halte das Bild der Würdigen fest! Diese Mahnung habe ich bei der eingehenden Schilderung von KOHLRAUSCHS Persönlichkeit und seiner wissenschaftlichen Arbeit im Auge gehabt.

Über den Schutz von Faradayschen Käfigen, insbesondere bei Blitzableitern;

von F. Neesen.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 4., vorgetragen am 18. November 1910.)

(Vgl. oben S. 909 u. 910.)

Im Verlaufe des letzten Sommers sind mehrere Sprengstofffabriken von schweren Blitzschäden heimgesucht worden, welche Fälle die Frage aufkommen lassen, ob die augenblicklich geltenden Regeln für Blitzschutz solcher besonders gefährdeten Anlagen ausreichen oder sogar, ob diese Regeln auf einer richtigen Grundlage beruhen.

Die von dem Herrn Handelsminister auf Grund eines Gutachtens des Elektrotechnischen Vereins erlassenen Vorschriften fordern die Anordnung eines doppelten Netzschutzes auf Grund des FARADAYschen Käfigs.

Ausgegangen ist hier von der Ansicht, daß im wesentlichen die Spannungen, welche durch Influenzladungen hervorgerufen werden, als schädlich zu betrachten sind. So äußerte auf dem ersten internationalen Elektrischen Kongreß in Paris WILLIAM THOMSON, daß das Einschließen in ein vollkommen geschlossenes Metallgehäuse ein absolut sicheres Mittel gegen Blitzschaden wäre, und diese Anschauung fand damals und seitdem allgemeine Zustimmung. Ich selbst habe in diesem Sinne an den Arbeiten des Elektrotechnischen Vereins teilgenommen, wenn ich auch bei Besprechung des Käfigschutzes den Hinweis nicht unterließ, daß der Schutz vor Influenzladung nur für ruhende Elektrizität gilt.

Für die Herstellung des Käfigschutzes ist angeordnet, daß zwischen den die gefährdeten Gebäude umgebenden Wällen ein großmaschiges Netz über dem Gebäude auszuspannen ist, welches an verschiedenen Stellen zur Erde abgeleitet werden muß. Unter diesem ist, um eine etwaige Seitenentladung abzufangen, direkt auf dem Gebäude ein zweites Netz mit viel engeren Maschen anzubringen.

Die Metallteile im Innern sollen möglichst wenig geerdet sein.

Um die Ableitung des äußeren Netzes zu vervollkommnen, sind bei Vorhandensein mehrerer nebeneinander liegender Gebäude die einzelnen Netze untereinander zu verbinden, indem dieselben z. B. an denselben Tragstangen befestigt werden.

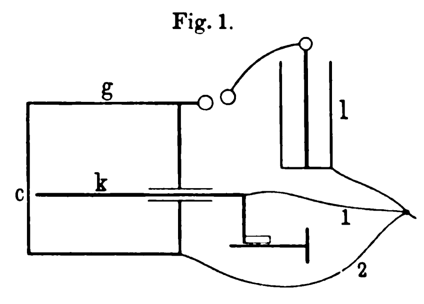
Drei Gesichtspunkte haben zu dieser Empfehlung des Netzschutzes geführt:

1. Dadurch, daß das ganze Gebäude von Leitern umgeben ist, wird der eigentliche Blitzschlag stets zu diesem Netze übergehen, in das Gebäude können nur Seitenentladungen eintreten.

2. Auch die Gefahr einer Seitenentladung wird unwahrscheinlich, weil auf Grund des FARADAYschen Käfigschutzes Ladungen durch Influenz und daraus folgende Spannungsunterschiede ausgeschlossen scheinen.

3. Dadurch, daß die zur Bildung des Netzwerkes verwandten Drähte aus Stacheldraht genommen werden, ist die Gefahr der Blitzbildung überhaupt vermindert, weil hierdurch eine stille Entladung begünstigt wird.

Fig. 1.



Punkt 1 ist wohl sicher richtig. Punkt 3 findet in der bisherigen Erfahrung eine Bestätigung. Von verschiedenen Seiten ist berichtet, daß die Zahl der Blitzentladungen nach Anordnung der verzweigten Stacheldrähte erheblich abgenommen hat.

Dagegen erregen die eingetretenen Blitzunfälle Bedenken gegen den Punkt 2 insofern, als vielleicht der Schutz gegen Ladung bei ruhender Elektrizität zu sehr Beachtung gefunden hat. Bei Blitzentladungen hat man aber mit elektrischen Ladungen in starker Bewegung zu tun. Die Induktionswirkungen spielen dann vielleicht eine größere Rolle, als angenommen wurde. Solche Bedenken finden eine Stütze durch die im folgenden angegebenen Versuche.

In das Innere eines bis auf die Beobachtungsseite allseitig geschlossenen Metallkastens g (Fig. 1) aus Kupferblech ragte eine Stange k, welche an einem Schlitten befestigt war. Sie ging

durch ein Loch in einer der Umschließungswände von g und war dort durch eine Glasröhre vor einem Übergang der Entladung geschützt.

Der Entladungsschlag einer Leidener Flasche ging über eine eingestellte Funkenstrecke nach g. Dieser Kasten und die Stange k standen mit der geerdeten äußeren Belegung der Leidener Flasche in leitender Verbindung. Der Stab k wurde auf Berührung mit der einen Seitenwand bei c eingestellt und dann durch Drehung einer Mikrometerschraube so lange von c entfernt, bis die bei c auftretenden Funken aufhörten. Je größer somit die Verschiebung von k ist, desto weniger erscheint das Innere des Kastens vor Seitenentladung geschützt. Um den allseitigen Schutz zu vervollständigen, wurde die offene Seite des Kastens auch noch durch eine Metallplatte gedeckt, die nur eine kleine Öffnung gegenüber c hatte. Schließlich ist auch diese noch weggelassen und das Auftreten von Seitenentladung an Funken beobachtet, welche bei einer kleinen Unterbrechung in dem Stabe k erschienen.

Es war indessen für das Ergebnis gleichgültig, ob die Beobachtungsseite ganz offen war oder in der genannten Weise abgedeckt wurde. Unter allen Verhältnissen traten bei c Funken auf; die Länge derselben, also der Schutz innerhalb des Kastens, wird von der Güte der Ableitungen abhängen. Um diesen Einfluß zu messen, wurden die Erdleitungen 1 von k und 2 von g mannigfach geändert, miteinander vertauscht, dünnere und dickere Drähte genommen, und eine verschiedene Zahl von Windungen einer Spirale aus dickem Kupferdraht eingeschaltet.

Die im folgenden angegebenen Zahlen bedeuten teils nur die Zahl der Umdrehungen der Mikrometerschraube, die zur Bewegung von k diente. Sie sind dann mit U bezeichnet. Teils findet sich die Länge des Funkens bei c auch in Millimeter angegeben. Mit FL ist stets die Länge des Entladungsfunkens der Leidener Flasche bezeichnet.

Für die Versuche benutzte ich entweder eine einplattige Influenzmaschine, oder eine mir gütigst von Herrn Rubens in seinem Institute zur Verfügung gestellte vielplattige Influenzmaschine, dann auch einen großen Induktor.

*

FL	*c*		Mittel	1	2
6,6 mm	10,3 *U*	10,5 *U*	10,4 *U*	dicker Draht	dünner Draht
5 „	8 *U*	8 *U*	8 *U*		
3 „	2 *U*	2 *U*	2 *U*		
6,6 mm			8 *U*	dünner Draht	dicker Draht

Es zeigt sich, wie oben bemerkt, die Verminderung der Gefahr bei Erhöhung des relativen Widerstandes der Leitung im Innern des Kastens durch das Sinken der Länge des Seitenfunkens von 10,4 auf 8.

Ganz entsprechend war das Ergebnis, als in die Erdleitung des Käfigs oder der Stange *k* mehr oder weniger Windungen einer Spirale von 13 cm Durchmesser aus dickem Kupferdraht eingeschaltet wurden:

			Zahl der Windungen		
			1	2	3
FL	10 mm	*c*	2,3 mm	4,7 mm	5,4 mm

Sodann ist die Ableitung verbesserungsfähig durch Vervielfältigung der Ableitung. So ergab sich: *k* mit Erde durch dicken Draht verbunden, Käfig *g* mit Erde an verschiedenen Stellen mit Erde verbunden:

	c, Käfig abgeleitet an		
FL	1. Stelle	2. Stelle	3. Stelle
10 mm	4,5 mm	2,6 mm	

Anderer Versuch:

FL	10 *U*	7 *U*	4 *U*
6,6 mm	4,7 mm	4,2 mm	4,2 mm

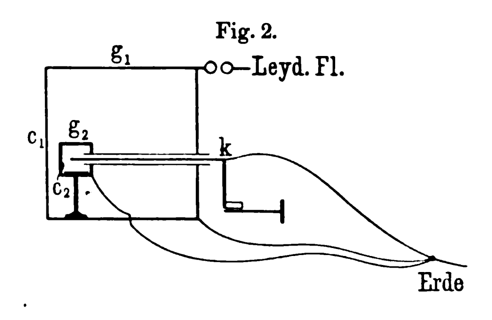
Weiter ergab sich der für den Blitzschutz wichtige Umstand, daß bei direkter Berührung der zur Erde abgeleiteten Stange *k* mit einer der Seiten des Käfigs die Gefahr der Seitenentladung ganz bedeutend vermindert wird; so war:

FL	*c*	*c*, wenn *k* auch noch direkt mit dem Käfig verbunden war
6,6 mm	10 *U*	0,3 *U*

Wurde im letzten Falle die Ableitung von *k* zur Erde aufgehoben, so war kein Funken bei *c* zu bemerken. Bei Entfernung der Verbindung zwischen *k* und dem Käfig erschien dann ein sehr kleiner Punkt bei *c*. Versuche mit einem kleinen Käfig g_2 von 2 cm Seitenlänge gaben gleiche Ergebnisse. Der Schutz gegen Seitenentladung schien sogar etwas geringer zu sein.



Auch die doppelte Käfiganordnung schützt vor Seitenentladung nicht. Der oben erwähnte kleine Käfig g_2 wurde in dem großen g_1 von 10 cm Seitenlänge gleichfalls mittels Mikrometerschraube verschiebbar aufgestellt, für sich mit der Erde verbunden und mit einem einer Seitenwand des großen Käfigs gegenüberstehenden Drahtstück versehen (Fig. 2).



Bei g_2 traten Funken c_2 auf, deren Länge durchaus der bei den Versuchen mit g_1 entsprach, z. B.:

FL	c_1	c_2
6,6 mm	1 mm	12 *U*
6,6 „	3 „	7,5 *U*

Versuche mit der vielplattigen Maschine und größeren Leidener Flaschen ergaben:

FL	c_1	c_2
16 mm	0,5 mm	6,5 *U*
16 „	1,5 „	6,5 *U*

Es ist nicht nötig, um einen Funken c_2 zu erhalten, daß auch bei c_1 eine Funkenladung erfolgt, weil durch die Brücke der Erdverbindungen von g_1 und g_2 schon dafür gesorgt ist, daß Spannungsunterschiede zwischen g_2 und k auftreten.

Einschaltungen von Widerständen in die Erdleitungen müssen entsprechend dem Früheren die Seitenentladung begünstigen.

FL	c_2
16 mm	4 *U* mit Widerstand in Erdleitung von g_1 und g_2,
16 „	2 *U* „ „ in g_1 allein,
16 „	2 *U* ohne besonderen Widerstand,

weiter:

FL	c_2
6,6 mm	4,5 mm, wenn g_1 abgeleitet war,
6,6 „	7,5 „ „ g_1 nicht abgeleitet war.

Daß die Verzögerung der Entladung eine Verminderung der Gefahr einer Seitenentladung erzielt, ergab sich daraus, daß die Einschaltung der oben erwähnten Kupferspirale zwischen der

Funkenstrecke und dem Käfig g_1 den Funken c_2 bei konstantem c_1 um so kleiner machte, je größer die Zahl dieser Windungen war.

FL	c_1	c_2		
10 mm	3 mm	2,9 mm	3.	Windung der großen Spirale in Erdverbindung von g_2 und g_1.
10 "	3 "	5,1 "	2.	
10 "	3 "	6,3 "	1.	

Das Ergebnis ist somit, daß die Käfiganordnung einen Schutz vor Seitenentladungen nicht gibt, um so weniger, je größer der Erdwiderstand des Käfigs im Vergleich zu dem der im Innern des Käfigs befindlichen leitenden Massen ist. Die Anordnung eines inneren Käfigs ist nicht allein ohne Wert, sondern erscheint gefährlich. Denn wird die Entfernung der Stange k von der Wand des äußeren Käfigs g_1 verglichen mit der ohne Anbringung des inneren Käfigs, so ist diese Entfernung im letzten Falle kleiner, also der Schutz größer, als wenn g_2 vorhanden ist; so ergab sich:

FL	c_1	c_2
10 mm	3 mm	5,6 mm
10 "	0 "	5,3 "

Somit ist in dem ersten Falle die gefährdete Strecke $3 + 5{,}6 = 8{,}6$ mm, im letzten nur 5,3 mm.

Diese Versuchsreihe ergab nebenher den Einfluß einer Kapazitätseinschaltung. An den inneren Käfig g_1 war ein Draht zur Erdverbindung gelötet, über welchem eine Glasröhre geschoben war. Wurde nun dieser Draht von der Erde gelöst, so war bei $c_1 = 3$ mm, $c_2 = 2{,}3$ mm.

Berührung des Glasrohres über dem lose herabhängenden Erdleitungsdraht an g_2 ließ sofort einen lebhaften Funken c_2 erscheinen, der erst bei 4,7 mm verschwand, also 2 mm länger war als vorher.

An diese Erfahrungen schließt sich ein Bedenken gegen einen weiteren Punkt des Blitzschutzes.

Von den Leitern der vom Blitzschlag getroffenen Anlagen wurde darauf hingewiesen, daß mehrere Gebäude gleichzeitig infolge des Blitzschlages explodiert sind, während in früheren Fällen, wo ein anderer Blitzschutz vorhanden war, stets nur ein Gebäude direkt infolge des Blitzschlages aufgeflogen war, die anderen erst durch Übertragung. Es wurde die Vermutung

geäußert, daß die Verbindung der äußeren Netze miteinander den Blitz von dem einen Gebäude zum anderen hinüberleite. Der Versuch bestätigt dieses, wie das Folgende zeigt.

Es wurden zwei gleich große Käfige nebeneinander angeordnet, beide mit meßbaren Funkenstrecken zu Stangen *k*, welche in sie hineinreichten, beide für sich geerdet.

Der Käfig I war mit der Hauptfunkenstrecke verbunden.

Von den vielen, immer dasselbe ergebenden Versuchen, sei nur einer mitgeteilt:

c in Käfig I	*c* in Käfig II
4 *U*	sehr klein, wenn beide Käfige nicht direkt, sondern nur durch die Erdleitungen verbunden waren,
7 *U*	wenn auf beide Käfige eine sie verbindende Platte gelegt war.

Der Käfig schützt vor Seitenentladungen nicht. In der Tat müssen sich auch bei der elektrischen Strömung, welche sich auf dem ganzen Leitersystem ausbildet, Spannungsunterschiede auf dem letzteren herstellen, so daß also dieses trotz Verbindung mit Erde nicht durchweg die Spannung Null gegen Erde zeigen kann. Die Erheblichkeit dieses Umstandes zeigen die Versuche.

Es kann aber immerhin durch die Käfiganordnung eine Vergrößerung des Schutzes gegen Eintreten einer Seitenentladung bewirkt werden gegenüber der Anordnung, bei welcher das zu schützende Gebäude nur durch auf den umgebenden Wällen aufgestellte geerdete Stangen geschützt wurde. Diese Überlegung führte zu folgender Versuchsanordnung.

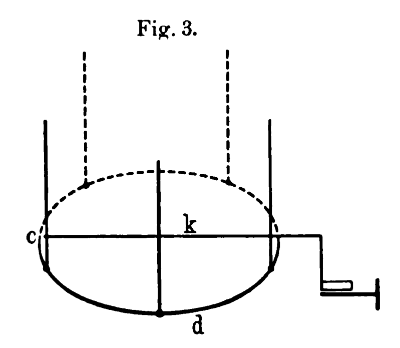
Auf einen Drahtkreis *d* (Fig. 3) wurden fünf Stangen aufgelötet, von denen eine mit der Hauptfunkenstrecke verbunden war. Das Ende der schiebbaren Stange *k* stand einer anderen dieser Stangen gegenüber. Hier wurde der Seitenfunke *c* beobachtet. In einem zweiten Versuch wurden die Stangen durch eine Metallplatte abgedeckt und auch weiter mit Stanniol umhüllt, um einen geschlossenen Käfig zu bilden. Ausnahmslos trat bei aufgelegter Metallplatte die Seitenentladung leichter ein, als ohne dieselbe, z. B. Funkenlänge *c*:

Ohne Platte	Mit Platte	Ohne Platte
4,2 mm	4,7 mm	4,3 mm
4,65 „	5,1 „	—

Wurde die Stange k, ohne daß die Platte aufgelegt war, so verschoben, daß gerade der Seitenfunke c nicht mehr auftrat, so erschien derselbe bei Auflegen der Platte sofort wieder.

Noch in anderer Weise äußerte sich derselbe Einfluß. Wurde zwischen zwei Kontrollversuchen die ladende einplattige Maschine stillgestellt, oder vollzog sich während des Ganges eine Umkehr der Elektrisierung der Maschine, so mußte die Strecke c meistens viel kürzer als vorher genommen werden, um einen Funkendurchgang zu erzielen. So war es in dem obigen Falle, wo $c = 4{,}2$ mm war, nach Stillegung der Maschine nötig, c bis auf 0,8 mm zu verringern, ehe wieder ein Funke auftrat; die Strecke konnte nach einmaligem Überschlagen wieder auf 4,6 mm vermehrt werden. Eine solche Verzögerung ist ja bekannt. Diese Verzögerung war mit aufgelegter Platte lange nicht so groß. Dann war das Minimum nur 3,8 mm.

Fig. 3.



Es rührt dieser Einfluß des Bedeckens der Stangen mit einer leitenden Fläche nicht etwa davon her, daß die Strömungen von der Stange, an welcher c beobachtet wird, beim Auflegen der Platte direkt zu der leitenden Decke gehen, da das gleiche eintrat, wenn die aufgelegte Platte die Stange gar nicht berührte, sondern nur auf den anderen Stangen lag. Es müssen somit die Induktionswirkungen, welche von der Platte ausgehen, die gefährlicheren Spannungen erzeugen.

Wenn nun auch der Schutz vor Seitenentladungen durch das obere Netzwerk sehr problematisch erscheint, so wird das letztere der im Eingang angegebenen Aufgabe 1 sicher gerecht; es wird den direkten Schlag abfangen. Es fragt sich nur, ob die Gefährdung durch direkten Schlag größer ist, als die durch die Seitenentladung. Das führt über zu dem Problem des Schutzkreises.

Der ursprüngliche Gedanke, welcher zur Aufstellung desselben führte, nämlich der, den Blitzableiter so anzuordnen, daß unter allen Umständen die Spitze der Fangstange näher der Wolke

ist, als irgend ein Teil des gefährdeten Gebäudes, hat sicher mindestens nur geringen Wert. Denn bei den gewaltigen Längen des Blitzfunkens können die wenigen Meter Unterschied in der Entfernung keine Rolle spielen gegenüber den anderen die Entladung von einer Stelle bedingenden Umständen, vor allem der relativen Güte der Ableitung zur Erde. Die folgenden Versuche sollen einen Anfang zur experimentellen Prüfung dieser Frage geben.

Durch eine Paraffinplatte wurden wieder fünf Stäbe gesteckt, welche untereinander verbunden und zur Erde abgeleitet den Stangenschutz einer Anlage darstellen. In der Mitte derselben geht durch ein Loch der Platte die verschiebbare Stange k, welche wieder die zu schützende Anlage darstellen soll. Eine den Kreis der Stangen in der Flächengröße überragende Platte p_1 in bekannter Entfernung von den Enden der Stangen wurde mit dem einen Pol des Induktors oder der inneren Belegung einer Leidener Flasche verbunden; sie stellt die geladene Wolke dar. Eine zweite Metallplatte p_2 konnte an die Spitzen der Stangen angedrückt werden und bildete dann den Käfigschutz.

Bei Benutzung des Induktors konnte nun die geladene Platte 65 mm von den Enden der Stäbe aufgestellt werden. Der Abstand l des Mittelstabes k von der Ebene, in welcher die Stangenenden lagen, betrug bei gut abgeleiteten Stangen:

Ohne vorgesetzte Platte p_2	Mit p_2
29 mm	3 mm

wenn dagegen der Erdleitung der Stangen 20 Windungen der Kupferspirale eingeschaltet waren:

Ohne vorgesetzte Platte p_2	Mit p_2
25,5 mm	60 mm

Wurde, um größere Stärken von Ladung zu erhalten, Influenzmaschine und Leidener Flasche benutzt, so gelang der Versuch bei dauernder Verbindung der Ladungsplatte mit der Leidener Flasche nicht, weil stille Entladung erfolgte. Nach Einschaltung eines Fallhammers, welcher die geladene Flasche plötzlich mit der Platte in Verbindung setzte, konnten indessen wieder Funken von einiger Größe erlangt werden.

So ergab sich bei verschiedenen Widerständen in der Ableitung der Stangen:



Mit p_2	Ohne p_1	Eingeschaltete Windungen
5,5 mm	— 0,4 mm	1
7,1 „	0 „	4
9,9 „	0 „	8

Die letzten Zahlen sagen aus, daß, je mehr Widerstand in der Ableitung der zu schützenden Anlage k liegt, desto größer der Schutz, weil die Stange k näher an die Entladungsplatte p_1 herangebracht werden kann, ohne daß die Entladung dahin abgelenkt wird.

Die Versuche mit dem Induktor ergaben deutlich den Unterschied des Schutzkreises bei geringen Widerstandsänderungen. In dem ersten Falle war der Schutz der Platte p_1 groß, im anderen ist dieselbe schädlich.

Als Ergebnisse der Versuche sehe ich:

1. Der Käfigschutz ist nur insofern zu beachten, daß die Leiter des Käfigs den direkten Schlag aufnehmen. Um die Gefahr von Seitenentladungen zu vermeiden, darf das Ausspannen der Netzdrähte nicht die Entfernung zu gefährdeten Teilen verringern.
2. Der zweite Käfigschutz ist nicht angebracht.
3. Es ist nicht zu empfehlen, zwei Netze direkt miteinander zu verbinden.
4. Geringe Änderungen des Erdwiderstandes können erhebliche Änderungen in dem Wege der Blitzentladung hervorrufen.
5. Das Innere ist möglichst von Erde zu isolieren, somit ist für die Sprengstoffabriken zu fordern, daß die in das Innere führenden Rohrleitungen durch isolierende Einsätze unterbrochen werden.

Die Unterlagen zu diesen Folgerungen sind allerdings nur durch Versuche mit geringen Energien im Vergleich zu der Blitzenergie gewonnen. Es wäre sehr zu wünschen, wenn Stellen, welche größere Energien und Funkenlängen, wie solche in Hochspannungsanlagen zur Verfügung stehen, besitzen, sich auch dieser Frage annehmen würden. Doch glaube ich in dem Übereinstimmen der Versuche mit der einplattigen und mit der zehnplattigen Maschine eine Gewähr für die allgemeine Gültigkeit des Gefundenen sehen zu dürfen.

Über eine Kompensation der Kapazität in grossen Widerständen;

von E. Orlich.

(Mitteilung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)
(Eingegangen am 10. November 1910.)

Werden Widerstände von großem Betrage in gewöhnlicher Weise bifilar gewickelt, so erhalten sie bekanntlich eine große Kapazität, so daß dadurch bei Benutzung mit Wechselstrom Fehler entstehen. Schon vor längerer Zeit hat CHAPERON [1]) eine Wicklungsart angegeben, durch welche der Einfluß der Kapazität sehr geschwächt, aber nicht beseitigt wird. In vollkommnerer Weise gelingt dies, wenn man den Widerstand so wickelt, daß er gleichzeitig eine Selbstinduktion von ganz bestimmter Größe erhält [2]).

Fig. 1.

Die Widerstände, von denen im folgenden die Rede sein soll, sind auf Schieferplatten von 5×12 cm Größe und 3 bis 4 mm Dicke gewickelt. Die Kanten sind schwach verrundet, damit der feine Widerstandsdraht elastisch möglichst wenig beansprucht wird. Etwa die Hälfte des Widerstandes, den man herzustellen beabsichtigt, wird unifilar aufgewickelt; dann werden über die bewickelten Kanten zwei Kappen K (Fig. 1) aus Isoliermaterial gelegt; danach wird über die Kappen weg dieselbe Windungszahl mit entgegengesetzter Windungsrichtung aufgebracht. Die Kappen müssen so geformt sein, daß die innere und äußere Wicklung überall den gleichen Abstand d voneinander haben. Durch Vergrößern des Abstandes wird offenbar die Kapazität verringert und die Selbstinduktion vergrößert. Damit die Drähte der inneren Wicklung nicht beschädigt werden und ein Abgleichen möglich ist, ist die Nut, die in die Kappen eingefräst ist, in der Mitte etwas weiter als

---

[1]) C. R. 108, 799, 1889.

[2]) Vgl. darüber A. CAMPBELL, Electr. World 44, 728, 1904 u. L. BROWN, Phys. Rev. 29, 369, 1909.

an den beiden Enden. Die Kappen berühren also die Drähte der inneren Wicklung nicht, sondern liegen nur an den Enden der Platte auf ihr auf. Bei sehr breiten Wicklungen muß auch in der Mitte für einen Stützpunkt gesorgt werden. Die beschriebene Wicklungsart dürfte leichter auszuführen sein, als die CHAPERONsche. Ob die Widerstandswerte zeitlich genügend konstant bleiben, kann jetzt noch nicht gesagt werden.

Um den Abstand zu finden, den man der äußeren Wicklung von der inneren zu geben hat, kann man die Theorie der Wechselströme in zwei geraden, parallelen langen Leitungen, die am Ende kurz geschlossen sind, auf dieses Problem übertragen. Man braucht sich eine solche Doppelleitung nur hochkant aufgewunden zu denken. Bei Aufstellung der sogenannten Telegraphengleichungen, die jene Aufgabe lösen, betrachtet man zwei einander gegenüberliegende Leiterelemente, welche gleichen Abstand vom Kurzschlußpunkt haben [1]). Auch bei dem beschriebenen Widerstand liegen zwei Drahtelemente, welche von dem Umkehrpunkt der Wicklung gleichen Abstand haben, einander parallel im Abstand d gegenüber.

Bedeutet

$^1/_2\, w$ den Widerstand des Drahtes pro Zentimeter,

l die Selbstinduktion einer Schleife von 1 cm Länge aus zwei parallelen, einander gegenüberliegenden Drahtenden,

k die Kapazität derselben beiden je 1 cm langen Drahtstücke,

φ die Phasenverschiebung zwischen der Spannung am Widerstande und dem in denselben fließenden Strom,

ω die Kreisfrequenz,

$2a$ die gesamte Länge des aufgewickelten Drahtes,

so ist [2]):

$$tg\,\varphi = \frac{\omega\,[l - {}^1/_3\, k a^2 (w^2 + \omega^2 l^2)]}{w}. \qquad 1)$$

Die Phasenverschiebung wird Null, wenn

$$l = {}^1/_3\, k a^2 (w^2 + \omega^2 l^2)$$

---

[1]) Siehe z. B. ORLICH, Kapazität und Induktivität, S. 126. Braunschweig, 1909.

[2]) Vgl. ORLICH, a. a. O. S. 132, Gl. (53).

ist, oder, da bei nicht zu hohen Frequenzen ωl gegen w vernachlässigt werden kann,

$$l = {}^1/_3 k a^2 w^2 = {}^1/_3 k W^2, \qquad 2)$$

wenn W den Gesamtwiderstand bedeutet. Diese Gleichung ist von der Frequenz unabhängig.

Zur Berechnung von l bedenken wir, daß im Schiefer das magnetische Feld Null ist. Zwischen den Wicklungen ist es, abgesehen von den Rändern, homogen und hat offenbar die Stärke

$$4 \pi i n,$$

wo n die Windungszahl einer Lage pro Zentimeter bedeutet. Mithin ist:

$$l = 4 \pi n d. \qquad 3)$$

Auch die Berechnung der Kapazität ist einfach, weil, abgesehen von den Rändern der Wicklung, das elektrische Feld ebenfalls homogen ist. Die Belegungen des Kondensators werden gebildet von zwei Drähten von der Länge 1 und der Dicke δ; daher kann man setzen:

$$k = \frac{\delta}{4 \pi c^2 d} = \frac{1}{4 \pi n c^2 d}, \qquad 4)$$

gemessen im elektromagnetischen Maßsystem. c ist $3 \cdot 10^{10}$ cm/sec. Setzt man die Werte für l und k in Gleichung 2) ein und löst nach d auf, so erhält man:

$$d = \frac{W}{\sqrt{3}\, 4 \pi n c}, \qquad 5)$$

woraus man in einfacher Weise den gesuchten Abstand d berechnet. Setzt man den Zahlenwert von c ein und drückt W in Ohm aus, so wird

$$d = 0{,}0015\ W/n \text{ cm}.$$

Es sind Widerstände aus Manganindraht von 0,1, 0,07 und 0,05 mm Durchmesser hergestellt worden; Probewicklungen mit diesen Drähten ergaben die Windungszahlen:

$$n = 67 \qquad 50 \qquad 40.$$

Danach ist

$d = 0{,}00023 \cdot W$ mm für den 0,05 mm Draht,
$d = 0{,}00031 \cdot W$ „ „ „ 0,07 „ „
$d = 0{,}00038 \cdot W$ „ „ „ 0,1 „ „

Daraus berechnet man folgende Tabelle:

Drahtdurchmesser mm	W Ohm	d mm
0,05	25 000	5,7
0,05	20 000	4,6
0,05	10 000	2,3
0,07	5 000	1,6
0,1	3 000	1,1

Widerstände unter 3000 Ohm in dieser Art herzustellen, dürfte sich wenig empfehlen, weil der Abstand d zu klein wird.

Es ist von Interesse, welche Abweichung vom berechneten Sollwert der Abstand d verträgt, ohne die Kompensation merklich zu schädigen. Ist ε die Größe dieser Abweichung in Millimetern, so ergibt eine einfache Näherungsrechnung:

$$\varepsilon = 370 \frac{r\varphi}{n\nu} \text{ mm.} \tag{6}$$

Darin bedeutet:

- r den Widerstand des Drahtes pro Meter in Ohm,
- n die Windungszahl pro Zentimeter,
- ν die Frequenz des Wechselstromes,
- φ die durch die Abweichung ε hervorgerufene Phasenverschiebung zwischen Spannung und Strom in Minuten.

ε ist also nicht von der Größe des Gesamtwiderstandes, sondern nur von der Drahtsorte abhängig, die angewandt ist.

Für 0,05 mm Draht ist $n = 67$, $r = 180$, also

$$\varepsilon = 1000\, \varphi/\nu \text{ mm.}$$

Läßt man eine Phasenverschiebung von einer Minute zu, was auch bei genaueren Messungen meist ausreicht, so darf bei der Frequenz $\nu = 2000$, $\varepsilon = 0{,}5$ mm sein.

Es wurden zur Bestätigung dieser Überlegungen einige Versuche angestellt, die ich gemeinschaftlich mit Herrn GIEBE ausgeführt habe. Die neuen Widerstände wurden in der WHEATSTONEschen Brücke mit bifilar gewickelten Drahtwiderständen, mit Widerständen nach CHAPERON und mit KUNDTschen Wider-

ständen verglichen. Einem der beiden zu vergleichenden Widerstände wird eine Kapazität parallel geschaltet, die so lange verändert wird, bis ein vollkommenes Schweigen des Telephons eintritt. Die Frequenz des benutzten Wechselstromes betrug 2000 und 4000; die Einstellung war in beiden Fällen die gleiche.

Wird die Kapazität eines KUNDTschen Widerstandes von 20000 Ohm als verschwindend klein angesehen, so ergeben sich folgende Resultate:

Widerstandswert Ohm	Herstellungsart	Kapazität Farad
20 000	2 Bifilarrollen zu je 10000 Ohm	$450 . 10^{-12}$
20 000	"	$750 . 10^{-12}$
20 000	2 Rollen zu je 10000 Ohm nach CHAPERON	$40 . 10^{-12}$
24 000	2 Rollen zu je 10000 Ohm 4 " " " 1000 " CHAPERONsche Wicklung	$38 . 10^{-12}$
25 000	Neue Kompensationswicklung	$18 . 10^{-12}$

Ein Vergleich von einem 3000-Ohm-Widerstand der neuen Art mit einem CHAPERONschen ergab, daß die Kapazität des ersteren 0,9 von derjenigen des letzteren betrug. Dieser Betrag ist wohl der kleinste, für den sich noch die neue Wicklungsart verlohnt.

Es sei noch erwähnt, daß vor einiger Zeit die Firma SIEMENS & HALSKE Vorschaltwiderstände für Leistungsmesser in den Handel gebracht hat, wo zwei Preßspanzylinder von verschiedenem Durchmesser in entgegengesetzter Richtung unifilar bewickelt und ineinandergesetzt sind. Der Abstand der beiden Zylinder voneinander ist aber viel zu groß. Eine Messung an einem 20000-Ohm-Widerstand ergab, daß er eine resultierende Selbstinduktion von 0,03 Henry besitzt. Diese Form von Widerständen ist von SIEMENS & HALSKE wieder aufgegeben; neuerdings verwendet die Firma unifilar auf Schieferplatten gewickelte Widerstände. Diese Form ergab bei 20000 Ohm eine resultierende Kapazität von $45 . 10^{-12}$ Mikrofarad.

Die beschriebene Wicklungsart beseitigt ebenso wie die CHAPERONsche Wicklung nur die „innere“ Kapazität der Wider-

stände; auf die Kapazität gegen die Umgebung ist dabei nicht Rücksicht genommen. Man erhält also mit ihnen nur dann einwandfreie Resultate, wenn sie von anderen Körpern, namentlich anderen Widerständen, einen genügenden Abstand haben.

Die Wirkung der Kapazität gegen die Umgebung kann dadurch unschädlich gemacht werden, daß man die Widerstände mit einer leitenden Hülle umgibt, die auf eine ganz bestimmte Spannung gebracht wird [1]). Hierüber wird in anderem Zusammenhang Näheres mitgeteilt werden.

---

[1]) Vgl. Z. f. Instrkde. 30, 145, 1910.

Brechung und magnetische Doppelbrechung von Lösungen seltener Erden;

von G. J. Elias.

[Aus dem Bosscha-Laboratorium.]

(Vorgelegt in der Sitzung vom 4. November 1910.)

(Vgl. oben S. 909.)

Im Anschluß an meine Messungen [1]) über Drehung der Polarisationsebene und Absorption in Lösungen selektiv absorbierender Substanzen möchte ich einige vorläufige Versuche über andere optische Eigenschaften solcher Körper mitteilen.

Anomale Dispersion. Da über den Verlauf des Brechungsindex dieser Substanzen in der Nähe der Absorptionsbanden Messungen nicht vorliegen, lag es nahe, die Größenordnung der Anomalien zu bestimmen. Untersucht wurde eine Lösung von Neodymnitrat, die in 1 g Lösung etwa 0,220 g Nd_2O_3 enthielt. Die Messung wurde mittels eines Rapsschen Spektrometers vorgenommen, auf dessen Spalt ein Bild des Austrittsspaltes des Monochromators [2]) entworfen wurde, während als primäre Lichtquelle eine Bogenlampe diente. Die untersuchte Lösung befand sich in einem 60gradigen Steinheilschen Prisma. Für jede vom Monochromator ausgesandte Wellenlänge wurde der Brechungsindex bestimmt. Dabei stand das Flüssigkeitsprisma etwa für die Mitte des Absorptionsgebietes in der Minimumstellung; der Brechungsindex hierfür war ungefähr 1,375. Gemessen wurde die anomale Dispersion in der Nähe des Absorptionsgebietes im Gelb. Das Ergebnis ist in Fig. 1 dargestellt, welche die Unterschiede δn als Funktion von λ wiedergibt. Der schwach anomale Verlauf der Kurve, der im allgemeinen dem bekannten Kurventypus entspricht, ist deutlich zu erkennen; eventuell anwesende Einzelabweichungen

---

[1]) G. J. Elias, Verh. d. D. Phys. Ges. **10**, 869, 1908; **11**, 207, 1909. Diss. Utrecht 1909.

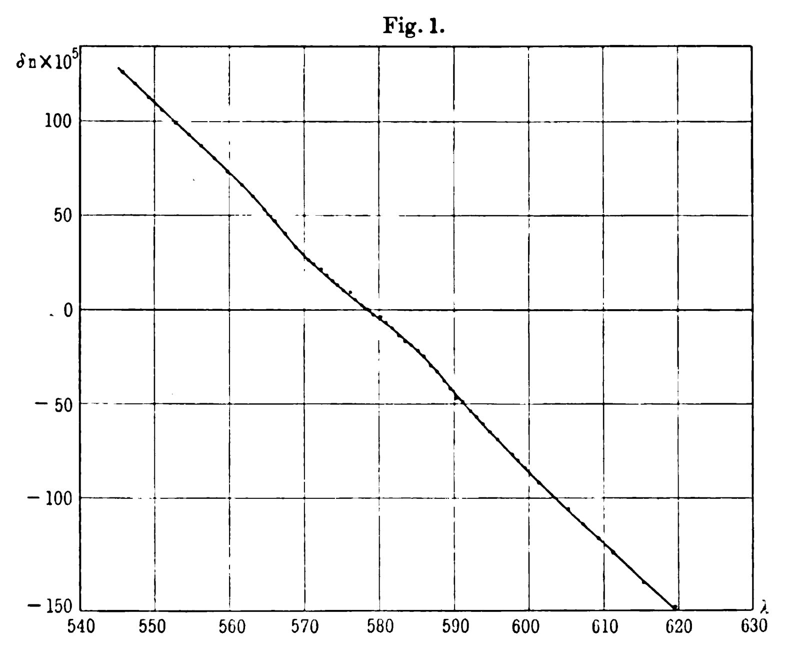
[2]) H. du Bois, G. J. Elias u. F. Löwe, Versl. Kon. Ak. v. Wet. Amst. **16**, 744, 1908.

können der nicht allzu großen Genauigkeit der Methode wegen nicht zutage treten.

Da mir zu wenig reines Erbiumoxyd zur Verfügung stand, mußte ich von der Untersuchung des Erbiumnitrats absehen. Ich gedenke übrigens später diese Messungen mittels einer genaueren Interferenzmethode, die schon in Vorbereitung ist, weiterzuführen.

Transversale magnetische Doppelbrechung. Hierüber stellte ich ebenfalls einige vorläufige Versuche an. Als sekun-

Fig. 1.



däre Lichtquelle diente wieder der Monochromator, mittels einer Bogenlampe beleuchtet. Ein Bild des Austrittsspaltes wurde zwischen den Polen eines du Boisschen Ringelektromagnets entworfen; die Stirnflächen hatten einen Durchmesser von 6 mm, der Polabstand betrug 4 mm. Das Lichtbüschel durchsetzte, bevor es das Feld erreichte, ein Nicol mit der Polarisationsrichtung unter 45° zur Horizontalen. Zwischen den Polflächen befand sich ein kleiner Messingtrog, beiderseits mittels dünner Deckgläser verschlossen, 6 mm lang, der die untersuchte Lösung ent-

hielt. Hierauf folgte ein $\lambda/4$-Glimmerplättchen mit der Achse unter 45° und darauf der Analysator, der vom Platze des Beobachters aus drehbar und ablesbar war. Bekanntlich tritt dann, wenn eine Doppelbrechung anwesend ist, aus dem Glimmerplättchen linear polarisiertes Licht aus, dessen Polarisationsebene etwas gedreht ist gegen die ursprüngliche Richtung. Gemessen wurde also das sogenannte Azimut der wiederhergestellten Polarisation.

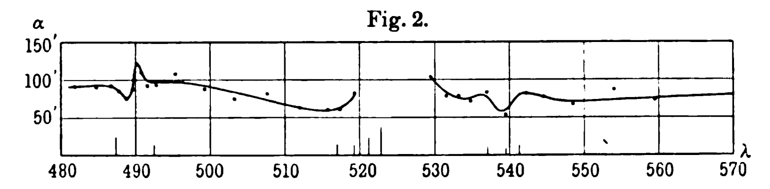
Beobachtet wurde das Spaltbild, nicht das Bild des Objektivdiaphragmas. Weil nämlich die Strahlenbüschel, die die verschiedenen Teile des Objektivdiaphragmas abbilden, in verschiedenen — bezüglich der Äquatorebene etwas geneigten — Richtungen die Lösung durchsetzt haben, wird in diesen Büscheln die Polarisationsebene um verschiedene Beträge gedreht, so daß keine gleichmäßige Auslöschung mittels des Analysators erzielt wird; im Spaltbilde dagegen kommen diese Lichtbüschel zur Interferenz und wird, weil dies ganz schmal ist, gleichmäßige Auslöschung erreicht werden, infolgedessen die Beobachtungen genauer werden.

Ich habe versucht, das Halbschattenprinzip in diesem Falle derart zu verwenden, daß ich das Spaltbild zwischen den Polstücken halb bedeckte mit zwei ganz dünnen gekreuzten Glimmerplättchen, die zusammen eine sehr kleine Doppelbrechung veranlassen, wodurch in den beiden Hälften des Gesichtsfeldes das Azimut der wiederhergestellten Polarisation nicht genau dasselbe sein würde. Weil mir aber keine genügend gute Glimmerplättchen zur Verfügung standen, und die verfügbare Zeit einigermaßen beschränkt war, habe ich hiervon vorläufig absehen müssen. Deshalb habe ich einfach den Analysator immer gedreht, bis die beste Auslöschung erreicht war, und das Mittel gebildet aus den Ablesungen bei Drehung des Analysators in beiden Richtungen. Weil es beschwerlich ist, die Richtung des einfallenden Lichtes genau senkrecht auf die Kraftlinien zu stellen, und dies einen Einfluß erster Ordnung auf die transversale Doppelbrechung haben könnte, so habe ich jedesmal den Magnetstrom kommutiert und das Mittel der Beobachtungen in beiden Fällen gebildet. Ein derartiger Einfluß schien tatsächlich vorhanden zu sein, obschon er von der Theorie der magneto-optischen Erscheinungen nicht gefordert wird, wie ich weiter unten darlegen werde.

*

Eine deutlich wahrnehmbare transversale Doppelbrechung ergab eine konzentrierte Lösung von CLEVEschem Erbiumnitrat, die in 1 ccm Lösung etwa 0,560 g Er_2O_3 enthielt. Die Ergebnisse sind dargestellt in Fig. 2; α ist der Phasenunterschied der beiden Lichtbüschel, worin die elektrischen Schwingungen // bzw. $\perp$ zum Felde stattfinden. Es ist $\alpha = \frac{2\pi l}{\lambda_0}(\mu_{x'} - \mu_y)$, worin $\mu_{x'}$ und μ_y die Brechungsindices der beiden Lichtbüschel und l die Länge der durchstrahlten Schicht bedeuten. Jeder Punkt ist das Mittel aus 20 bis 30 Beobachtungen. Im Gebiete zwischen 519,5 und 529,5 $\mu\mu$ war die Beobachtung wegen der sehr starken Absorption unmöglich. Wie man sieht, hat die Doppelbrechung im ganzen

Fig. 2.



untersuchten Gebiete einen beträchtlichen Wert. Die Doppelbrechung ist positiv[1]), indem $\mu_{x'} > \mu_y$. In der Nähe der Absorptionsbanden scheinen Anomalien vorzuliegen; diese zeigen einigermaßen den von der Theorie VOIGTS[2]) geforderten Verlauf. Zum Vergleich sind die Absorptionsmaxima, wie ich diese in meiner früheren Arbeit[3]) bestimmt habe, durch Striche mit angegeben. Jedenfalls zeigt die Doppelbrechung in der Nähe der Banden keine sehr großen Änderungen. Um über diesen Punkt mehr Klarheit zu gewinnen, habe ich noch Versuche angestellt mit einer weniger konzentrierten Lösung, die in 1 g Lösung etwa 0,187 g Er_2O_3 enthielt, und wobei es möglich war, auch das Licht innerhalb des Absorptionsgebietes im Grünen zu untersuchen. Bei dieser Lösung war der Effekt äußerst schwach zu erkennen; innerhalb des Gebietes starker Absorption war es aber nicht wesentlich stärker als in dessen Umgebung. Abgesehen von den Anomalien scheint die Doppelbrechung im Blau größer zu sein als

---

[1]) A. COTTON u. H. MOUTON, Ann. chim. phys. (8) 19, 153, 1910.
[2]) W. VOIGT, Magneto- und Elektrooptik, III. Kap., S. 179 ff. Leipzig 1908.
[3]) G. J. ELIAS, l. c.

im Gelb, was übereinstimmt mit den Versuchen von COTTON und MOUTON[1]).

Auch untersuchte ich die Abhängigkeit von der Feldstärke. Die Ergebnisse sind in der nachfolgenden Tabelle zusammengefaßt.

λ	$\mathfrak{H} \times 10^{-3}$ (Kilogauß)	α (Minuten)	$\frac{\alpha}{\mathfrak{H}^2}$	Gewicht annähernd	$\frac{\alpha}{\mathfrak{H}^2}$ (Mittel)
502,7	15,9	29	0,115	1	0,123
	26,3	87	0,126	3	
550,2	15,9	29,5	0,117	1	0,107
	26,3	71	0,103	3	

Hieraus ergibt sich, daß die Doppelbrechung annähernd mit $\mathfrak{H}^2$ zunimmt. Daß die Übereinstimmung der Werte $\alpha/\mathfrak{H}^2$ nicht besser ist, muß wohl den Schwierigkeiten der Beobachtung zugeschrieben werden. Auch geht aus dieser Tabelle hervor, daß die Doppelbrechung mit zunehmender Wellenlänge abnimmt.

Außerdem untersuchte ich eine konzentrierte Lösung von Neodymnitrat, die in 1 g Lösung etwa 0,360 g Nd_2O_3 enthielt. Hierbei konnte ich aber im ganzen untersuchten Gebiete (zwischen 480 und 600 $\mu\mu$ ungefähr) keine Doppelbrechung erkennen; eine Doppelbrechung von 10 bis 15′ hätte der Beobachtung nicht entgehen können. Auch eine weniger konzentrierte Lösung, die in 1 g Lösung ungefähr 0,140 g Nd_2O_3 enthielt, zeigte innerhalb der Banden keine Doppelbrechung.

Weil ich vermutete, daß vielleicht die Suszeptibilität für das Auftreten der Doppelbrechung maßgebend sein könnte, untersuchte ich noch eine gesättigte Lösung von Mangannitrat und eine ungefähr halb gesättigte Lösung von Ferrichlorid, beide ebenfalls mit negativem Resultat.

Um einen Anhaltspunkt dafür zu gewinnen, wie die Verhältnisse liegen, wenn das Licht die Lösung nicht genau transversal durchsetzt, werde ich von der Theorie ausgehen, die

[1]) A. COTTON u. H. MOUTON, l. c.

LORENTZ[1]) für diesen Fall ausgearbeitet hat. Die Bezeichnungen wähle ich wie in der LORENTZschen Arbeit.

Für eine Schwingungszahl, die weit entfernt ist von der Absorptionsbande, ergeben die Formeln (17) bis (22) der genannten Arbeit:

$$u_1 = \frac{\beta}{2(n - n_0)},$$

$$u_{2+} = \frac{\beta}{2(n - n_0)}\left(1 + \frac{\nu}{n - n_0}\right),$$

$$u_{2-} = \frac{\beta}{2(n - n_0)}\left(1 - \frac{\nu}{n - n_0}\right),$$

$$\eta = 0, \qquad \zeta = -\frac{\beta\nu}{(n - n_0)^2}.$$

Wenn weiter $\cos\vartheta = \varepsilon$ geschrieben wird, ergibt die Gleichung (12):

$$\xi^2 + \xi\zeta^2(1 - \varepsilon^2) - \zeta^2\varepsilon^2 = 0,$$

woraus folgt:

$$\xi = -\tfrac{1}{2}\zeta^2(1 - \varepsilon^2) \pm \zeta\sqrt{\frac{\zeta^2}{4}(1 - \varepsilon^2)^2 + \varepsilon^2}.$$

Schließlich wird gefunden:

$$\left(\frac{\mathfrak{D}_y}{\mathfrak{D}_{x'}}\right)_{\mathrm{I}} = -i\,\frac{-\zeta(1 - \varepsilon^2) + 2\sqrt{\frac{\zeta^2}{4}(1 - \varepsilon^2)^2 + \varepsilon^2}}{2\varepsilon},$$

$$\left(\frac{\mathfrak{D}_y}{\mathfrak{D}_{x'}}\right)_{\mathrm{II}} = +i\,\frac{+\zeta(1 - \varepsilon^2) + 2\sqrt{\frac{\zeta^2}{4}(1 - \varepsilon^2)^2 + \varepsilon^2}}{2\varepsilon}.$$

Hieraus folgt, daß die Achsen der Schwingungsellipsen in den beiden Lichtbüscheln vertikal bzw. horizontal sind, und daß die Ellipsen in entgegengesetztem Sinne durchlaufen werden. Das Verhältnis der großen Achse zur kleinen ist für beide Ellipsen gleich und beträgt:

$$\frac{a}{b} = \frac{2\varepsilon}{-\zeta(1 - \varepsilon^2) + 2\sqrt{\frac{\zeta^2}{2}(1 - \varepsilon^2)^2 + \varepsilon^2}}.$$

Im ersten Lichtbüschel ist die längste Achse horizontal, im zweiten vertikal.

[1]) H. A. LORENTZ, Versl. Amsterdam 18, 126, 1909.

Für die Brechungsindices wird gefunden:

$$(\mu)_{x'} = \mu_0 \left\{ 1 - \frac{\beta}{2\,(n - n_0)} + \frac{\xi_1}{2} \right\},$$

$$(\mu)_y = \mu_0 \left\{ 1 - \frac{\beta}{2\,(n - n_0)} + \frac{\xi_2}{2} \right\},$$

so daß die „Doppelbrechung" beträgt:

$$(\mu)_{x'} - (\mu)_y = \mu_0 \zeta \sqrt{\frac{\zeta^2}{4}(1 - \varepsilon^2)^2 + \varepsilon^2}.$$

Der Phasenunterschied zwischen den beiden austretenden Lichtbüscheln beträgt demnach:

$$\alpha = \frac{2\pi l}{\lambda_0} \mu_0 \zeta \sqrt{\frac{\zeta^2}{4}(1 - \varepsilon^2)^2 + \varepsilon^2}.$$

Wenn das Verhältnis der kleinen zur großen Achse der Schwingungsellipsen p genannt wird, kann die austretende Lichtbewegung dargestellt werden durch

$$x' = \sin \nu t - p \cos(\nu t - \alpha),$$

$$y = \sin(\nu t - \alpha) - p \cos \nu t.$$

Weil dieses Licht ein $\lambda/4$-Glimmerplättchen durchsetzt, wovon die Ebene der optischen Achsen einen Winkel von 43^0 mit der horizontalen Richtung bildet, so zerlege ich das Licht nach dieser und der dazu senkrechten Richtung. Dies ergibt:

$$\bar{x}' = {}^1/_2 \sqrt{2}\,[\sin \nu t - p \cos(\nu t - \alpha) + \sin(\nu t - \alpha) - p \cos \nu t],$$

$$\bar{y} = {}^1/_2 \sqrt{2}\,[-\sin \nu t + p \cos(\nu t - \alpha) + \sin(\nu t - \alpha) - p \cos \nu t].$$

Wenn geschrieben wird:

$$\bar{x}' = {}^1/_2 \sqrt{2}\, F \cos(\nu t - f),$$

$$\bar{y} = {}^1/_2 \sqrt{2}\, G \cos(\nu t - g),$$

dann wird gefunden für den Fall, daß α klein ist,

$$F \cos f = -2p - \alpha, \qquad F \sin f = 2 - p\alpha,$$

$$F^2 = (2p + \alpha)^2 + (2 - p\alpha)^2,$$

$$G \cos g = -\alpha, \quad G \sin g = p\alpha, \quad G^2 = \alpha^2 + p^2\alpha^2.$$

Für den Winkel, den die Richtungen der Achsen der Schwingungsellipse im Licht, das aus dem Glimmerplättchen tritt, mit den Achsen $\bar{x}'$ und $\bar{y}$ bilden, gilt:

$$\operatorname{tg} 2\varphi = \pm \frac{2FG}{F^2 - G^2} \sin(f - g),$$

je nachdem die eine oder die andere Komponente im Glimmer verzögert wird. Hieraus wird schließlich gefunden:

$$\operatorname{tg} 2\varphi = \pm \frac{p^2 - 1}{p^2 + 1} \cdot \alpha.$$

Hierin ist

$$p = \frac{-\zeta(1-\varepsilon^2) + 2\sqrt{\frac{\zeta^2}{4}(1-\varepsilon^2)^2 + \varepsilon^2}}{2\varepsilon}.$$

Wenn ε klein ist gegen ζ, dann ist p sehr klein und annähernd

$$\operatorname{tg} 2\varphi = \pm \alpha.$$

Weiter geht hieraus hervor, daß $\operatorname{tg} 2\varphi$ sich mit dem Quadrat von ε ändert, weil p in erster Ordnung mit ε proportional ist, was ersichtlich ist, wenn der Ausdruck für p nach Potenzen von ε entwickelt wird. Ist dagegen ε groß gegen ζ, dann ist p annähernd $= 1$ und

$$\operatorname{tg} 2\varphi = 0.$$

Nun wurde, wenn auf das Bild des Objektivdiaphragmas eingestellt war, bei Drehung des Analysators eine Verschiebung der dunkelsten Stelle beobachtet, derartig, daß für die beiden Ränder des Objektivdiaphragmas Werte von φ beobachtet wurden, die etwas verschieden, aber keineswegs $= 0$ waren, wiewohl für diese Strahlenbüschel sicherlich ζ klein gegen ε war.

Es scheint also doch ein Einfluß erster Ordnung von ε auf den Wert von φ vorzuliegen, so daß die Erscheinungen vielleicht nicht ganz durch die soeben betrachtete Theorie erklärt werden können.

Über die Glimmentladung in Rubidium- und Cäsiumdampf;

von Georg Gehlhoff.

(Eingegangen am 17. November 1910.)

In einer früheren Arbeit hatten der Verfasser und K. ROTTGARDT[1]) die Glimmentladung in Natrium- und Kaliumdampf untersucht und insbesondere ein verschiedenes spektrales Verhalten der einzelnen Teile der Glimmentladung gefunden. Der Kathodenfall in den Dämpfen beider Metalle war indessen wegen der Ungenauigkeit der diesbezüglichen Messungen infolge der mangelnden Isolation des Glases bei den erforderlichen hohen Temperaturen nicht angegeben worden. Es wurden Versuche mit den leichter verdampfbaren Metallen Rubidium und Cäsium angeschlossen, bei denen mehr Erfolg zu erwarten war.

Die verwandten Entladungsrohre hatten dieselbe wie früher beschriebene Form (diese Verh. **12**, 493, Fig. 1), nur mit dem Unterschiede, daß die geringen, zur Verfügung stehenden Metallmengen durch Destillation von Kugel zu Kugel im Vakuum gereinigt und schließlich in das Entladungsgefäß eingeführt wurden. Die Gefäße wurden unter Erhitzen in einem Paraffinbade mit einer Gaedepumpe evakuiert und von der Pumpe abgeschmolzen. Die Kathode war wieder ein Eisendraht von 2 mm Stärke; die Elektroden und die bewegliche Sonde wurden unter Vermeidung von Bleiglas direkt in das Glas eingeschmolzen, wobei der verwandte Platindraht 0,15 mm stark war, ein Verfahren, das Herr GOLDSTEIN[2]) bei seinen Untersuchungen über die Grundspektra der Alkalimetalle anwandte und das sich auch hier sehr bewährte. Da ich jedoch als Temperaturbad kräftig gerührtes Paraffin benutzte, und die Zuführungsdrähte zu den Elektroden durch Glasröhren geführt wurden, war die mechanische Bean-

---

[1]) GEORG GEHLHOFF und KARL ROTTGARDT, Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 492, 1910.

[2]) E. GOLDSTEIN, ebenda **12**, 426, 1910.



spruchung der dünnen Platindrähte so stark, daß zu ihrem Schutz die Einschmelzstellen so ausgebildet wurden, wie Fig. 1 zeigt.

Es bedeutet K eine über das offene Ende des Glasrohres übergeschobene und festsitzende Metallkapsel, die durch einen Kupferdraht mit dem Platindraht Kontakt hat, E das Entladungsrohr.

Bei fortschreitender Erhitzung des Entladungsrohres zeigte sich nun der beim K und Na geschilderte typische Verlauf der Entladungserscheinungen: Starke Evakuierung bei Auftreten der Metalldämpfe infolge der Entladung, dann allmähliches Eintreten der Glimmentladung. In beiden Dämpfen trat an der Anode ein dreifaches Glimmlicht auf, wie es auch ganz kurze Zeit einmal beim K beobachtet war. Das innere war rosa, das zweite himmelblau, das äußere hatte die Farbe der Entladung im Metalldampf. Spätere Versuche mit Spektralröhren, die mit Wasserstoff und Rb bzw. Cs gefüllt waren, zeigten, daß die beiden ersten Schichten dem Wasserstoff angehörten, dessen Schichten bei Gegenwart eines Alkalidampfes außerordentlich farbenprächtig hervortraten. Beide zeigten auch das Spektrum des Wasserstoffs.

Fig. 1.

K

E

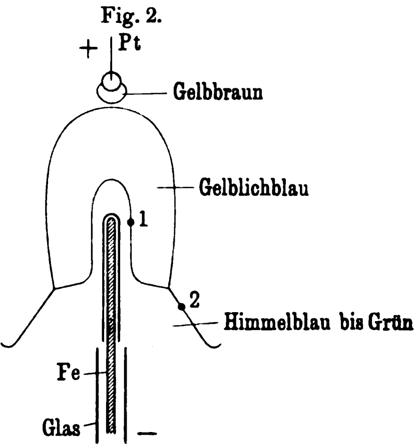
Der Rb-Dampf zeigt sich in der Entladung bei ungefähr 120° C, der Cs-Dampf bei 60 bis 70° C. Bei 170° war im Entladungsrohr nur noch Rb-Dampf enthalten, bzw. bei 120° nur noch Cs-Dampf. Das negative Glimmlicht war dann bei beiden schmutzig gelbgrün und ging bei weiterer Erhitzung bei Rb in Blauviolett, bei Cs in Himmelblau über; das positive Glimmlicht war in ersterem gelbrot, in letzterem gelbbraun.

Als störend für die Messungen des Kathodenfalles im Rb-Dampf erwies sich nun, daß die Entladung bei kleiner Stromstärke dazu neigte, inkonstant zu werden; es zeigte sich dies einerseits darin, daß die positive Lichtsäule das negative Glimmlicht überzog, andererseits darin, daß ein in den Stromkreis zwischen Kathode und Ende eingeschaltetes Telephon sang. So gelang es beim Rb-Dampf trotz einer 6,5 cm langen Kathode nicht, vollständig normalen Kathodenfall längere Zeit zu erhalten. Bei einer Temperatur von 240° C betrug der kleinste Kathodenfall, der sich konstant einstellen ließ, und zwar bei einer Strom-

stärke von 0,7 × 10^{-4} Amp., etwa 395 Volt. Doch schien eine Kurve, die die Abhängigkeit des anormalen Kathodenfalles von der Stromstärke wiedergab, darauf hinzudeuten, daß obige Zahl vom normalen Kathodenfall nicht allzuweit entfernt sein dürfte. Bei 270° C war der kleinste konstante, aber anormale Kathodenfall über 600 Volt bei 0,2 × 10^{-3} Amp.

Dagegen gelang es gut, den Kathodenfall in Cs-Dampf zu messen. Zwar war bei diesem die Form der Entladung oberhalb 160° C sehr merkwürdig, wie Fig. 2 schematisch zeigt; es bildete sich gleichsam oberhalb des breiteren ein schmaleres negatives Glimmlicht, welch letzteres mit wachsender Temperatur länger wurde; jedoch ergab sich kein Unterschied des Kathodenfalles, wenn die bewegliche Sonde auf Punkt 1 oder Punkt 2 in der Zeichnung eingestellt wurde. Die gemessenen Werte lagen zwischen 325 und 350 Volt bei Temperaturen von 170 bis 210° C und Stromstärken von 0,4 bis 0,7 × 10^{-3} Amp. Der Mittelwert war 340 Volt.

Fig. 2.



Als Beispiel des Verlaufes der Gesamtspannung (ausgezogen) und der Stromstärke (gestrichelt) infolge der Absorption der Gasreste und der späteren Zunahme des Dampfdruckes des Alkalimetalles sei nur eine beim Cs erhaltene Kurve (Fig. 3) wiedergegeben (beim Rb-Dampf wurden ähnliche erhalten). In diesem Falle erlosch die Entladung bei 115° C bei einer angelegten Spannung von 5000 Volt.

Die spektralen Untersuchungen wurden teils an den oben beschriebenen weiten Röhren, teils an kleineren Röhren von 10 bis 15 cm Länge und 0,8 bis 1 cm lichter Weite gemacht.

Die Elektroden waren in gleicher Weise ausgeführt, wie Fig. 1 zeigt.

Die Farbe der positiven Lichtsäule und des anodischen Glimmlichtes in Rb- und Cs-Dampf war fast gleich, letztere nur etwas heller, und zwar in Rb-Dampf gelbrot, in Cs-Dampf gelbbraun. Das negative Glimmlicht war bei beiden zunächst schmutzig gelbgrün, bei höherer Temperatur und vor allem auch bei größerer Stromstärke ging die Farbe beim Rb in Blau, beim Cs in Himmelblau über. Bei Einschalten einer Funkenstrecke (kleinen Lichtbogens am Quecksilberschalter) leuchtete bei beiden das ganze Rohr gleichmäßig blau, positives Glimmlicht und Lichtsäule verschwanden.

Rb- und Cs-Dampf verhalten sich nun insofern anders als K- und Na-Dampf, als bei ersteren auch in der positiven Lichtsäule die Nebenserie sehr hell emittiert wurde neben der Hauptserie, die bisweilen sogar nur sehr schwach erschien. Im anodischen Glimmlicht ist die Intensität der Nebenserie sehr viel stärker als die der Hauptserie; es scheint sogar, als ob letztere nur von der das anodische Glimmlicht umgebenden Lichtsäule herrührt, wie es auch beim K den Anschein hat.

Im negativen Glimmlicht erschien in Rb und Cs nur Nebenserie und GOLDSTEINsches [1]) Grundspektrum, letzteres in einigen Linien besonders hell. Insbesondere emittierte die erste Kathodenschicht nur das Grundspektrum. Von 195° an erscheint auch ein schwaches kontinuierliches Band von 650 bis 700 $\mu\mu$. Beim Einschalten einer Funkenstrecke emittierte das ganze Rohr nur Nebenserie und Grundspektrum.

Nach KAYSER [2]) sind die Linien der Grundspektren identisch mit denen der Funkenspektren [3]). Es müssen erstere und letztere also eine gemeinsame Emissionsursache haben.

Die weitaus hellste Linie im Grundspektrum des Rb ist die Linie 477 $\mu\mu$. Diese (477,6 $\mu\mu$) sowie die Linien 457 $\mu\mu$ und 455 $\mu\mu$ werden schon von THALÉN [4]) aufgeführt.

Die positive Lichtsäule war beim Cs ungeschichtet, beim Rb erhält man auf der der Kathode zugekehrten Seite nur ganz

---

[1]) E. GOLDSTEIN, Verh. d. D. Phys. Ges. 9, 421, 1907.

[2]) H. KAYSER, Handb. d. Spektroskopie 5, 387 und 625, 1910.

[3]) Aus diesem Grunde habe ich auch keine Tabellen der gemessenen Wellenlängen angegeben.

[4]) THALÉN, Mém. sur la déterm. ... 1868.

schwach angedeutete Schichten, die nach der Anode hin bald ganz verschwinden; der größere Teil der Lichtsäule ist ungeschichtet.

Bei Zusatz von Wasserstoff[1]) erhält man vor seiner vollständigen Absorption zunächst die geschichtete Lichtsäule des Wasserstoffs. Die blauen und rosa Schichten, die zunächst nicht besonders hell sind, sind bei Gegenwart eines Alkalimetalldampfes (50° C) besonders hell und farbenprächtig. Bei stärkerem Erhitzen (80°) werden die rosa Schichten rötlich, vor der ersten blauen Schicht lagert sich nach der Kathode zu eine (beim Rb und Cs) purpurfarbene Schicht vor, es tritt die Hauptserie des Rb bzw. Cs auf (90°). Eine kurze Zeitlang erhält man abwechselnd blaue (H) und purpurne (Rb bzw. Cs) Schichten[2]), man hat nun das Wasserstoffspektrum und die Hauptserie (110°); schließlich verschwinden auch die blauen Schichten allmählich; es bilden sich purpurne und gelbbraune Doppelschichten, die purpurnen Schichten werden verwaschener und gehen in gelbrote über, die Nebenserie tritt auf (115 bis 120°).

Mit diesem Vorgange ist auch eine Farbenänderung des negativen Glimmlichtes vor sich gegangen: Aus Blau (H) in schmutzig Gelbgrün (Nebenserie, 135°) und in Rötlichblau bzw. Himmelblau (Nebenserie und Grundspektrum, 175°).

An der Anode tritt die Farbenänderung erst bei etwas höherer Temperatur ein; es wird dann zunächst das anodische Glimmlicht rötlich und das Spektrum von H und nur die Hauptserie emittiert, wenn in der positiven Lichtsäule schon die Nebenserie aufgetreten ist; erst bei noch höherer Temperatur (160°) tritt auch die Nebenserie auf; bei 180° nimmt das anodische Glimmlicht die Farbe der Lichtsäule an.

Wurde in ein Rb-Rohr Stickstoff oder Luft von einigen Millimetern Druck gelassen, so erhielt man bei 50° C sehr schön und rein das negative Bandenspektrum des Stickstoffs im negativen Glimmlicht. Das positive Glimmlicht und die vollkommen

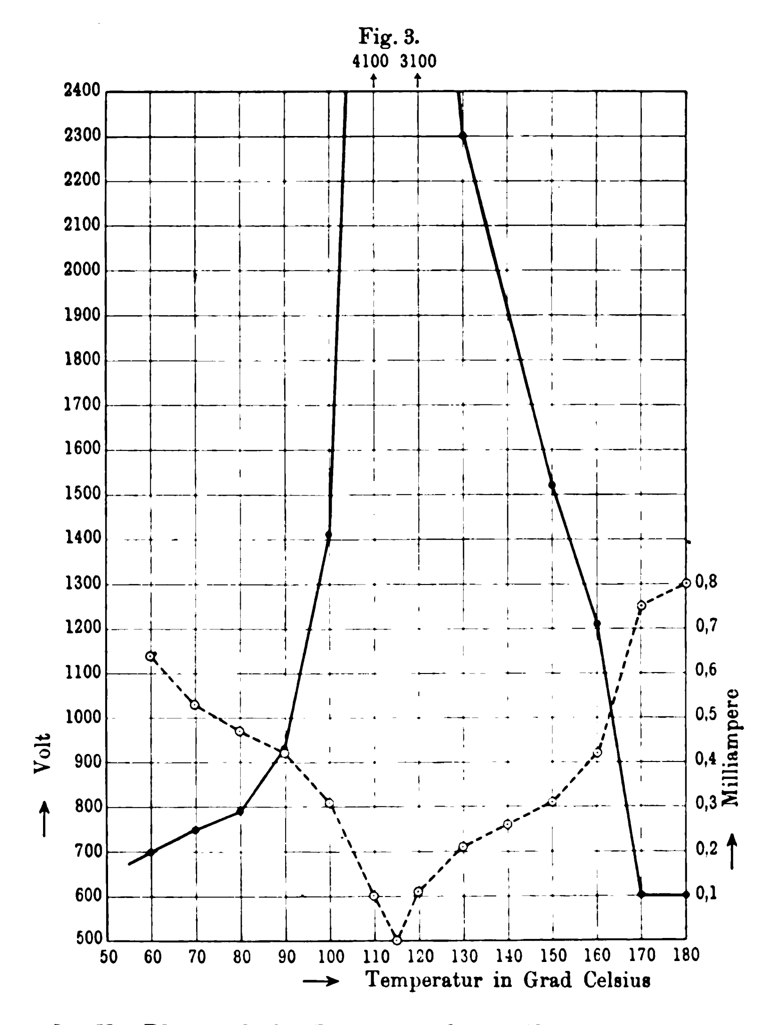
---

[1]) Die angegebenen Temperaturen beziehen sich auf Rb-Dampf. Bei Cs-Dampf sind sie entsprechend niedriger.

[2]) Diese Erscheinungen, mit denen auch das beobachtete dreifache anodische Glimmlicht zusammenhängt, werden noch weiter untersucht. Es sei noch erwähnt, daß bisweilen zu gleicher Zeit wenig blaue H-Schichten abwechselnd mit Rb-Doppelschichten vorhanden waren.

ungeschichtete Lichtsäule waren hellorange und zeigten das bekannte Stickstoffbandenspektrum. Die Absorption erfolgte sehr schnell und vollkommen bei 60 bis 70° C.

Fig. 3.



In K, Rb- und Cs-Dampf sind die Kathodenstrahlbündel außerordentlich hell und gut sichtbar. In K und Rb zeigten sie hell das Grundspektrum, bisweilen schwach die Nebenserie, in Cs nur das Grundspektrum.

Es wurden noch Versuche mit flüssiger K-Na-Legierung angestellt, um zu sehen, ob auf diese Weise das Na-Atom leichter zur Emission des Grundspektrums erregt werden könne, da es beim Na bisher noch nicht erzeugt werden konnte. Bei Legierungen von 40 Proz. Na und 60 Proz. K sowie 50 Proz. Na und 50 Proz. K (Gewichtsprozente) zeigten sich jedoch im negativen Glimmlicht außer den schon bekannten keine neuen Linien.

Den Lichtbogen in Dampf von K-Na-Legierung untersuchte Arons[1]). Dabei fand er außer Serienlinien eine bisher noch nicht identifizierte Linie bei 440 $\mu\mu$, die vielleicht dem noch fehlenden Grundspektrum des Na angehört.

Weitere Untersuchungen sind im Gange.

---

[1]) L. Arons, Wied. Ann. 58, 73, 1896.

Berlin, Physikal. Institut der Universität, Oktober 1910.

Über die Emission der Serien- und Grundspektren bei der Glimmentladung der Alkalimetalldämpfe;
von Georg Gehlhoff.

(Eingegangen am 17. November 1910.)

Es war gezeigt worden[1][2], daß die verschiedenen Teile der Glimmentladung in den Alkalimetalldämpfen über Natrium, Kalium, Rubidium und Cäsium ein verschiedenes Verhalten bezüglich der Emission von Haupt- und Nebenserie und Grundspektrum aufweisen. Auch die einzelnen Alkalimetalle weichen in mancher Beziehung voneinander ab; so erhält man in Na-Dampf kein Grundspektrum, die positive Lichtsäule in Na- und K-Dampf zeigt nur die Hauptserie, in Rb- und Cs-Dampf Haupt- und Nebenserie usw. Die bisher publizierten Erscheinungen sowie einige andere noch nicht bekannt gegebenen scheinen nun darauf hinzudeuten, daß man bezüglich der Emission der verschiedenen Spektren der Alkalimetalle die Annahme machen muß, daß die Atome oder Moleküle derselben durch Zusammenstoß mit Teilchen verschiedener Geschwindigkeit zur Emission verschiedener Spektren erregt werden können. Das unterschiedliche Verhalten der Alkalimetalldämpfe untereinander wiederum scheint mit ihrer Stellung im periodischen System, d. h. mit ihrer mit wachsendem Atomgewicht zunehmenden Elektropositivität [nach Franck[3]: „Stellung in der mutmaßlichen Spannungsreihe der Gase"] zusammenzuhängen.

Es sei daher gestattet, die früheren Ergebnisse und einige neue zusammenfassend wiederzugeben.

Resümieren wir zunächst noch einmal ganz kurz: Im anodischen Glimmlicht zeigten sich bei allen Alkalimetalldämpfen Haupt- und Nebenserie. Erstere kam höchstwahrscheinlich bei K, Rb und Cs nur aus der umgebenden positiven Lichtsäule.

---

[1]) Georg Gehlhoff und Karl Rottgardt, Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 492, 1910.

[2]) Georg Gehlhoff, ebenda **12**, 963, 1910.

[3]) James Franck, ebenda **12**, 613, 1910.



Diese emittierte bei Na nur die Hauptserie, bei K die Hauptserie und ganz schwach die Nebenserie, bei Rb und Cs Haupt- und Nebenserie. Das negative Glimmlicht zeigte bei Na Haupt- und Nebenserie, bei K, Rb und Cs Nebenserie und Grundspektrum.

Man sieht hieraus, daß man bei zunehmendem Atomgewicht bezüglich der positiven Lichtsäule vom Spektrum niederer Ordnung (Hauptserie) bei Na zu Haupt- und Nebenserie bei Rb und Cs kommt; das K vermittelt diesen Übergang; beim negativen Glimmlicht hingegen kommen wir von Haupt- und Nebenserie bei Na zu Nebenserie und Grundspektrum bei den übrigen drei Metallen mit höherem Atomgewicht. Auch bezüglich des anodischen Glimmlichtes scheint Na eine Sonderstellung einzunehmen.

Wenn wir nun die Annahme machen, daß die Atome der Alkalimetalle durch Zusammenstoß mit Teilchen geringer Geschwindigkeit zur Emission der Hauptserie, mit Teilchen größerer Geschwindigkeit zur Emission der Nebenserie erregt werden, während die schnellsten Elektronen das Grundspektrum erregen, so läßt sich aus dieser Annahme und aus dem steigenden elektropositiven Charakter der Alkalimetalldämpfe ihr verschiedenes spektrales Verhalten erklären.

Die obige Annahme wird nun durch verschiedene Tatsachen gestützt: Das Grundspektrum erscheint bei Gleichstrom oberhalb einer gewissen Stromstärke nur im negativen Glimmlicht, insbesondere in der ersten Kathodenschicht und in den Kathodenstrahlbündeln. Bei Betrieb einer Röhre mit Funkenstrecke und Gleichstrom kann man es mit der Nebenserie in der ganzen Röhre erhalten, während bei Flaschenentladungen, d. h. also noch höheren Potentialen bei K, Rb, Cs fast alle Serienlinien verschwinden und das Grundspektrum hell erscheint. Bei Schichtenbildung, d. h. also gleichfalls hohem Potentialgradienten, erscheint das Grundspektrum auch in der positiven Lichtsäule [1].

Die Hauptserie wird von langsamen Elektronen erregt: Bei Zulassen eines Elektronen fangenden Gases, z. B. Wasserstoff oder

[1]) Siehe hierzu auch E. GOLDSTEIN, Verh. d. D. Phys. Ges. 9, 421, 1907; 12, 426, 1910.

Paraffindampf, zu Rb und Cs wurde im positiven Glimmlicht und in der positiven Lichtsäule nur die Hauptserie emittiert, solange noch das fremde Gas vorhanden war. Hierher gehört wohl auch die Beobachtung FREDENHAGENS[1]), daß im Moment des Springens und Eindringens von Luft in ein Kaliumspektralrohr die Hauptserie hell aufleuchtete. Enthielt dagegen ein Rb-Rohr Stickstoff oder Luft, so war in der positiven Lichtsäule die Hauptserie nur ganz schwach zu sehen, die Nebenserie sehr hell, da Stickstoff, wie FRANCK[2]) gezeigt hat, eine geringe Attraktion auf Elektronen ausübt, wenn er ganz rein ist; und für die nötige Reinigung sorgt eben der Alkalimetalldampf.

Die Nebenserie dagegen wird von schnelleren Elektronen erregt. Bei Na und K tritt sie im positiven und negativen Glimmlicht auf. Bei Gegenwart eines chemisch aktiven Gases wird sie ausgelöscht. Sie erscheint viel später als die Hauptserie, d. h. sie ist gegen Reste fremder Gase viel empfindlicher als die Hauptserie. Das gleiche gilt übrigens von dem Grundspektrum, das noch später als die Nebenserie erscheint.

In ähnlich abgestufter Weise nun, wie etwa Wasserstoff, Stickstoff und die Edelgase wirken auch die Dämpfe der Alkalimetalle auf die Elektronen ein. Cs und Rb sind elektropositiver als K, dieses wieder elektropositiver als Na. So ist es zu erklären, warum im Na-Spektralrohr das Grundspektrum gar nicht, wenigstens nicht mit den bisherigen Mitteln, zu erregen ist; warum bei Na die Hauptserie auch schon im negativen Glimmlicht, die Nebenserie nicht in der positiven Lichtsäule emittiert wird; das Na läßt gemäß seinem elektronegativeren Charakter bei den an einer Geißlerröhre zu erreichenden Potentialen keine sehr schnellen Elektronen aufkommen. In K-Dampf ist die Erregung des Grundspektrums schwieriger als in Rb[3]); das negative Glimmlicht zeigt bei tieferen Temperaturen nicht mehr die Hauptserie; erst bei Temperaturen über 300° C, d. h. größerer Dampfdichte, tritt sie auch hier auf. Rb- und Cs-Dampf geben die Nebenserie schon in der positiven Lichtsäule, dagegen nicht die Hauptserie im negativen Glimmlicht. Das Grundspektrum

[1]) E. FREDENHAGEN, Verh. d. D. Phys. Ges. 9, 303, 1907.
[2]) J. FRANCK, l. c.
[3]) E. GOLDSTEIN, Verh. d. D. Phys. Ges. 9, 322, 1907.

tritt bei diesen nach GOLDSTEIN[1]) schon bei geringeren Entladungsstärken auf.

Ja beim Cs füllte in einem 8 cm weiten und 15 cm langen Rohr bei Gleichstrom größerer Intensität ($J = 1{,}33 \times 10^{-3}$ Amp.) und bei einer Gesamtspannung von nur 800 Volt das negative Glimmlicht das ganze Rohr aus bis auf ein kleines, gelbbraunes Glimmlicht an der Anode. Das ganze Rohr leuchtete blau und emittierte außer der Nebenserie das Grundspektrum, während bei kleineren Stromstärken ($J = 0{,}5 \times 10^{-3}$ Amp.) das negative Glimmlicht normale Formen hatte.

Besonders interessant und für die Stellung der Alkalimetalldämpfe bezeichnend ist nun das Verhalten des Dampfgemisches über K-Na-Legierung. Das positive Glimmlicht und die Lichtsäule zeigten übrigens das K-Spektrum; in ersterem war die Na-Nebenserie nicht sichtbar. Das negative Glimmlicht zeigte hell die Haupt- und Nebenserie des Na, dagegen schwach Nebenserie und Grundspektrum des K. Man kann dies wohl kaum durch Mangel an K-Dampf erklären, da die Legierung die Kathode bildete und mehr K- als Na-Dampf gebildet wird. Es scheint vielmehr, daß der Na-Dampf als elektronegativeres Gas in derselben Weise störend wirkt, wie etwa Wasserstoff. Bei Einschalten einer Funkenstrecke zeigte dann wieder das ganze Rohr das K-Grundspektrum.

Zu dem Verhalten der Alkalimetalldämpfe ließen sich manche schon bekannte Erscheinungen als Analogien heranziehen, so z. B., daß nach LEWIS[2]) in einem Gemisch von Wasserstoff und Quecksilberdampf letzterer die Emission des Wasserstoffs herabsetzt und selber dabei hell leuchtet, was WARBURG mit der stärkeren Absorption von Kathodenstrahlen durch den Hg-Dampf erklärt; daß die spektrale Emission der chemisch trägen Gase durch Verunreinigungen stark herabgesetzt bzw. unterdrückt wird, was von FRANCK[3]) mit ihrem Verhalten den Elektronen gegenüber in Zusammenhang gebracht wurde; daß in verunreinigten Edelgasen letztere durch elektrische Schwingungen wieder zum

---

[1]) E. GOLDSTEIN, Verh. d. D. Phys. Ges. 9, 322, 1907.
[2]) P. LEWIS, Wied. Ann. 69, 398, 1899.
[3]) J. FRANCK, Verh. d. D. Phys. Ges. 12, 619, 1910.

Leuchten erregt werden können[1]); daß die Edelgase der Argonreihe zweifache Linienspektra besitzen, von denen das eine durch schwachen Gleichstrom, das andere durch elektrische Schwingungen getrennt erregt werden kann. Bei stärkerem Gleichstrom treten beide auf, das eine vorwiegend im positiven, das zweite vorwiegend im negativen Glimmlicht usw.

Auch die Versuche von LENARD[2]) über die Emission der Alkalimetalle im Lichtbogen lassen sich durch die oben aufgestellte Hypothese erklären, wie mir auch die Versuche FREDENHAGENs mit Alkalimetall-Vakuumlampen besser mit dieser als mit der Oxydtheorie in Einklang zu stehen scheinen; dagegen sagt sie nichts über die Träger der Lichtemission der verschiedenen Serien aus.

Wenn es sich bestätigt, daß die Grundspektren mit den Funkenspektren identisch sind, was nach KAYSER[3]) sehr wahrscheinlich ist, so würde das nicht gegen, sondern für die Hypothese sprechen. Im Funken bzw. im Lichtbogen mit Schwingungskreis lassen sich eben so hohe Potentiale, d. h. Elektronengeschwindigkeiten erzeugen, daß der Einfluß der fremden Gase (Luft, Wasserstoff) nicht mehr störend wirkt, während in reinen Alkalimetalldampf schon relativ niedrige Potentiale dasselbe Spektrum zu erregen vermögen; das analoge Verhalten zeigen wie oben schon gesagt ist, verunreinigte Edelgase.

Inwieweit diese Hypothese weitere Erscheinungen der spektralen Emission erklärt, soll noch ausführlicher untersucht werden. Mit den hier geschilderten Erscheinungen ergibt sich jedenfalls kein Widerspruch; als Arbeitshypothese leistet sie gute Dienste.

---

[1]) J. E. LILIENFELD, Ann. d. Phys. (4) **16**, 931, 1905.
[2]) P. LENARD, Ann. d. Phys. (4) **11**, 636, 1903.
[3]) H. KAYSER, Handbuch der Spektroskopie **5**, 624, 1910.

Berlin, Physikal. Institut der Universität, November 1910.

Über Dunkelfeldbeleuchtung;
von Felix Jentzsch.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 82. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Königsberg am 22. September 1910.)

(Vgl. oben S. 734.)

I. Allgemeines über Spiegelkondensoren.

Die Dunkelfeldbeleuchtung, die notwendige Voraussetzung aller Ultramikroskopie, trat in ein neues Stadium durch Verwendung der Spiegelkondensoren. Wie H. SIEDENTOPF in seinem Aufsatz „Zur Vorgeschichte der Spiegelkondensoren"[1]) zeigt, wurden teils katadioptrische, teils rein katoptrische Kondensoren schon seit nahezu 75 Jahren in den verschiedensten Ausführungen vorgeschlagen und auch benutzt. In neuerer Zeit ragen nur noch drei Konstruktionen hervor, nämlich:

1. Von W. STEPHENSON[2]) 1879, der eine konkave Kugelzone in Verbindung mit einer Ebene benutzt. Diese Form wurde im Jahre 1906 von O. HEIMSTÄDT[3]) (C. REICHERT in Wien) wieder aufgenommen.

2. Das Paraboloid von WENHAM[4]) 1856, das von H. SIEDENTOPF[5]) (C. ZEISS, Jena) 1907 (bzw. 1904) aufgenommen wurde.

3. Das bisphärische System, die Verbindung einer konvexen mit einer konkaven Kugelzone, die zuerst von W. v. IGNATOWSKY[6]) angegeben wurde und seit November 1907 von E. LEITZ in Wetzlar ausgeführt wird.

Das letztere System ist das theoretisch beste der drei genannten. Denn es ist ohne weiteres klar, daß man mit drei Konstruktions-

---

[1]) ZS. f. wiss. Mikroskopie 24, 382—395, 1908.
[2]) Journ. Roy. Micros. Soc. London 2, 36—37, 1879.
[3]) ZS. f. wiss. Mikroskopie 24, 233—242, 1907.
[4]) Trans. Micros. Soc. London 4, 55—60, 1856.
[5]) ZS. f. wiss. Mikroskopie 24, 104—108, 1907; vgl. auch Berl. klin. Wochenschr. Nr. 32, 1904.
[6]) ZS. f. wiss. Mikroskopie 25, 64—67, 1908.

elementen, wie sie in zwei Kugeln gegeben sind, nämlich den beiden Radien und dem Mittelpunktsabstand, mehr erreichen kann, als mit einer einzigen Kugel oder Parabel.

Zuerst zeigte die bisphärische Konstruktion einen Ausführungsfehler, auf den H. SIEDENTOPF[1]) aufmerksam machte. v. IGNATOWSKY hatte nämlich bei seinem Kondensor, der des Hohlraumes wegen notwendigerweise aus zwei Stücken bestehen muß, die Trennungsfläche so gelegt, daß sie die konkave Spiegelzone zerschnitt (Fig. 1). An dieser Stelle nun, wo die beiden Hälften zusammengekittet werden, kommen auch die kleinsten Fehler

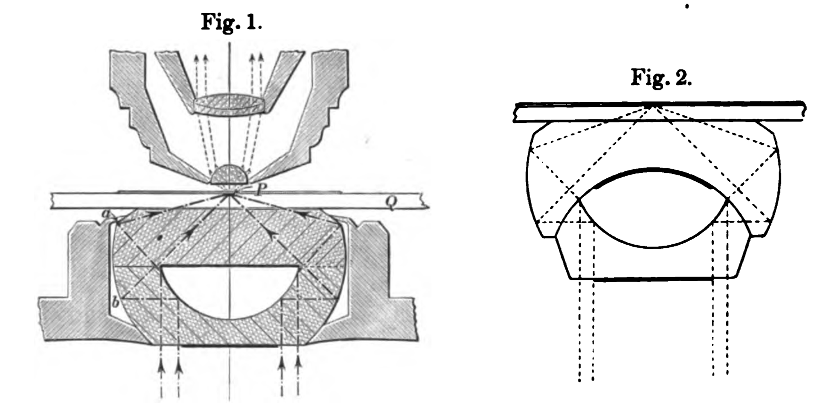


Fig. 1. Fig. 2.

der Ausführung zur Geltung. v. IGNATOWSKY beseitigte diesen Mangel in einfachster und zugleich radikaler Weise, indem er an Stelle der ebenen Trennungsfläche eine sphärische setzt, so daß die konkave Kugelfläche unzerschnitten bleibt. Diese Ausführung, bei der, wie v. IGNATOWSKY durch besondere Versuche zeigen konnte[2]), nunmehr der tatsächliche Strahlengang mit dem theoretischen vollkommen übereinstimmt, wird seit Februar 1909 bei E. LEITZ hergestellt (Fig. 2).

Etwas später, nämlich September 1909, untersuchte dann H. SIEDENTOPF[3]), worin der Grund für diese ausgezeichnete Strahlen-

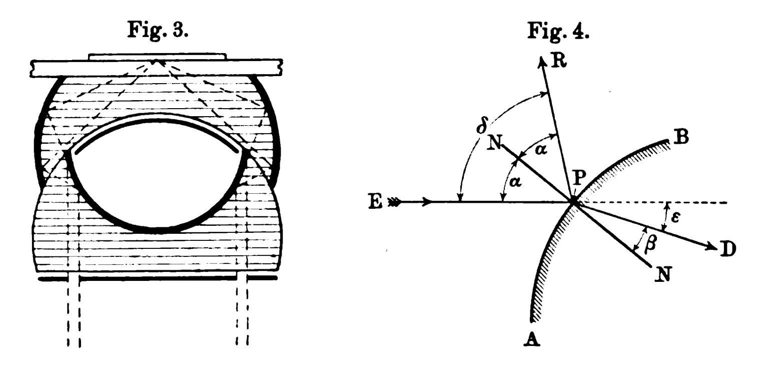
[1]) ZS. f. wiss. Mikroskopie 25, 273—282, 1908.
[2]) Ebenda 26, 387—390, 1909.
[3]) Phys. ZS. 10, 778—780, 1909; ZS. f. wiss. Mikroskopie 26, 391—410, 1909; Verh. d. D. Phys. Ges. 12, 6—47, 1910.

vereinigung des bisphärischen Systems zu suchen sei. Er konnte zeigen, daß die Korrektion eine theoretisch vollkommene ist, d. h. daß das System streng aplanatisch wird, wenn man den äußeren konkaven Spiegel durch eine Kardioide ersetzt (Fig. 3).

Das ist ein wirklich neues Resultat und für die Theorie der algebraischen ebenen Kurven von großem Interesse, aber auch nur dafür, denn es ist ein rein geometrisches Ergebnis und für die ausführende Optik, für die Optotechnik, von geringer Bedeutung.

Denn trotz aller Versuche, „deformierte“ Flächen zu schleifen, und auch trotz aller Fortschritte, die man, zum Teil dank den Arbeiten von SIEDENTOPF, auf diesem Gebiete gemacht hat, scheint es heute doch noch unmöglich zu sein, ein Rotationskardioid mit

Fig. 3. Fig. 4.



der für eine Spiegelfläche erforderlichen Präzision zu schleifen und zu polieren.

Den Praktikern war es längst bekannt, daß eine spiegelnde Fläche größere Anforderungen an die Genauigkeit der Ausführung stellt, als eine brechende Fläche. Es sei hier gezeigt, wie man durch eine kurze Überlegung das auch zahlenmäßig leicht feststellen kann. Es bedeute (vgl. Fig. 4) AB einen Schnitt durch die herzustellende spiegelnd bzw. brechend gedachte Fläche, deren Normale NN sei. Der einfallende Strahl EP wird zerlegt in einen reflektierten Strahl PR und einen durchgehenden PD.

Wenn nun die Fläche nicht genau ausgeführt ist, also eine andere Lage als die vorgeschriebene hat, so können wir den Fehler als durch eine Drehung der Flächennormalen um P hervorgebracht auffassen, wobei der einfallende Strahl festgehalten wird.

Betrachtet man, wie dadurch die Lage des reflektierten bzw. des gebrochenen Strahles geändert wird, so ist von vornherein klar, daß der gespiegelte Strahl mehr als der gebrochene abgelenkt wird.

Für den gespiegelten Strahl PR folgt aus der Figur: $\delta = 2\alpha$ und differenziert:

$$\underline{d\delta = 2\,d\alpha.} \tag{1}$$

Für den gebrochenen Strahl PD folgt aus der Figur: $\varepsilon = \alpha - \beta$ und differenziert:

$$d\varepsilon = d\alpha - d\beta.$$

Die beiden Winkel α und β sind durch das Brechungsgesetz miteinander verbunden, das nach Differentiation lautet:

$$\cos\alpha\,d\alpha = n\cos\beta\,d\beta.$$

Eliminiert man $d\beta$, so ergibt sich:

$$d\varepsilon = d\alpha\left(1 - \sqrt{\frac{1-\sin^2\alpha}{n^2-\sin^2\alpha}}\right). \tag{2}$$

Solange $\sin^2\alpha$ klein gegen 1 ist, haben wir:

$$d\varepsilon = \frac{n-1}{n}\,d\alpha, \tag{2a}$$

also bei $n = 1{,}5$:

$$\underline{d\varepsilon = \frac{1}{3}\,d\alpha.}$$

Ein Vergleich mit Formel 1) lehrt, daß im paraxialen Strahlengebiete Spiegelflächen sechsmal so genau ausgeführt werden müssen wie brechende Flächen.

Wählen wir eine größere Öffnung, etwa $\alpha = 30^0$, so wird (bei $n = 1{,}5$): $d\varepsilon = 0{,}39\,d\alpha$, so daß auch hier noch ein Neigungsfehler der Spiegelfläche 5,15 mal so viel ausmacht, wie bei der brechenden Fläche.

Wesentlich größere Ansprüche an die Genauigkeit der Brechungsfläche stellen die aus Glas in Luft austretenden Strahlen. Indem wir n durch $1/n$ ersetzen und das Vorzeichen sinngemäß wählen, erhalten wir aus Formel 2):

$$d\varepsilon = d\alpha\left(n\sqrt{\frac{1-\sin^2\alpha}{1-n^2\sin^2\alpha}} - 1\right). \tag{3}$$

Für das paraxiale Gebiet ergibt sich:

$$d\varepsilon = (n - 1)\,d\alpha, \qquad 3a)$$

also bei $n = 1{,}5$:

$$d\varepsilon = \tfrac{1}{2}\,d\alpha,$$

und entsprechend bei $\alpha = 30^0$:

$$d\varepsilon = 0{,}96\,d\alpha.$$

Man sieht also, daß Fehler am Rande einer Linse etwas gefährlicher sind, als solche gleicher Größe in der Mitte der Linse, und zwar bei $\alpha = 30^0$ um 16,5 Proz. bei dem in Glas eintretenden und um 93 Proz. bei dem aus Glas austretenden Strahl.

Ferner aber erhalten wir das interessante Resultat, daß die der Lichtbewegung zugekehrte Seite einer Linse eine geringere Präzision der Ausführung erfordert als die abgekehrte.

Im paraxialen Gebiete ist das Verhältnis gleich dem Brechungsexponenten [vgl. Formel 2a) und 3a)] und bei $\alpha = 30^0$ und $n = 1{,}5$ bereits wie 2,5 : 1.

Man wird also eine schwieriger zu schleifende Fläche (Abweichung von der Kugelgestalt) auf die Vorderseite der Linse zu legen streben.

Kehren wir zu dem Vergleich mit der Spiegelfläche zurück, so hatte sich also ergeben, daß sie eine fünf- bis sechsmal größere Genauigkeit wie eine Brechungsfläche erfordert. Nun sind die vorhin erwähnten Versuche, eine brechende, nichtsphärische Fläche zu schleifen, bisher nur für größere Beleuchtungslinsen gelungen, bei denen sich schon aus dem Zweck nur mäßige Anforderungen an die prozentuale Genauigkeit ergeben. Dazu kommt, daß wegen der Größe dieser Linsen auch die absolute Größe der zulässigen Fehler beträchtlich bleiben darf. Aus alle dem möchte ich den Schluß ziehen, daß man zwar nicht bezweifeln kann, daß sich mal ein Kardioid ausführen läßt, daß man aber z. B. sehr stark bezweifeln muß, daß es sich mit der erforderlichen Genauigkeit in regelmäßiger Fabrikation herstellen läßt.

In der Tat verzichtet auch H. Siedentopf (bzw. die Firma Zeiss) von vorherein darauf, von diesem so bemerkenswerten System „Kugel-Kardioid“ Gebrauch zu machen, sondern ersetzt die

benutzte Kardioidzone durch eine Kugelzone, geht also zu dem aus einer konkaven und einer konvexen Kugel bestehenden, d. h. zu dem in der Einleitung als bekannt erwähnten bisphärischen System über! Man könnte nun vielleicht denken, daß er die Kardioide durch ihren Krümmungskreis an der benutzten Stelle ersetzt. Das ist aber nicht der Fall, da man bei Rotation dieses Kreises um die optische Achse nicht eine Kugel, sondern ein Toroid erhalten würde. Der Krümmungsmittelpunkt liegt ja im allgemeinen außerhalb der Achse. Auch den etwa durch das Mittellot des benutzten Kardioidbogens bestimmten, gegen die konvexe Kugelzone zentrierten Kreis nimmt er nicht; sondern H. SIEDENTOPF wählt eine durchaus andere Kugelzone, die er nach seinen eigenen Angaben [1]) durch nachträgliches Variieren des Mittelpunktabstandes der beiden Kugeln so ausprobt, daß „der verbleibende Zonenbetrag der sphärischen Aberration und ein schwacher Gang in der Sinusbedingung für seine Zwecke ohne Bedeutung bleibt“.

Dann aber hat die ganze Vorrichtung mit einer Kardioide nicht mehr das geringste zu tun, so daß also die Bezeichnung „Kardioidkondensor“ keineswegs auf die Konstruktion schließen läßt, sondern daß sich vielmehr der sogenannte „Kardioidkondensor“ äußerlich in nichts von dem bekannten System zweier spiegelnder Kugelzonen unterscheidet (vgl. Fig. 2 u. Fig. 3).

Am Verlauf dieser ganzen Angelegenheit ist bemerkenswert, wie die Optotechnik vorläufig noch immer mit Vorliebe auf Kugelflächen zurückgreift. Ich stellte mir daher die Aufgabe, noch einmal alle Möglichkeiten zu prüfen, mit zwei spiegelnden Kugelflächen eine gute Korrektion zu erreichen. Zugleich beabsichtigte ich dabei, ein solches System zu suchen, das hinsichtlich seines Aperturbereiches günstigere Verhältnisse als die erwähnten Konstruktionen aufweist. Es gelang mir nun in der Tat, beides in befriedigender Weise zu erreichen und außerdem eine derartige Vereinfachung der Herstellung zu ermöglichen, daß man eine vollständig neue Konstruktion, den „konzentrischen Kondensor“, vor sich hat.

---

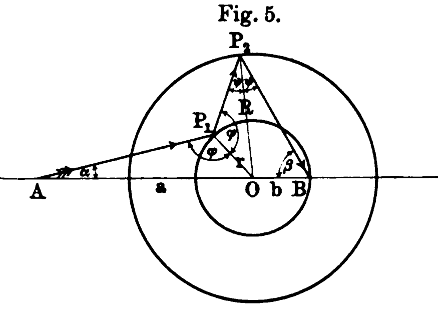
[1]) Verh. d. D. Phys. Ges. 12, 13, oberster Absatz.

II. Der konzentrische Kondensor.

Bevor der neue Dunkelfeldkondensor selbst beschrieben wird, mögen einige Prinzipien auseinandergesetzt sein, nach denen er konstruiert wurde, und insbesondere erklärt werden, weshalb der Name „konzentrischer" Kondensor gewählt wurde.

§ 1. Eigenschaften zweier konzentrischer Kreise. Es gibt eine anscheinend ganz unbeachtete Eigenschaft zweier konzentrischer Kreise, die für optische Systeme unter Umständen recht wertvoll sein kann. Zwei spiegelnd gedachte konzentrische Kreise reflektieren nämlich einfallende Strahlen, mögen sie achsenparallel sein oder von einem in endlicher Entfernung liegenden Achsenpunkt ausgehen, stets so, daß die Schnittweite dem Sinusverhältnis und damit der Vergrößerung proportional ist. Das gilt nicht etwa nur mit irgend einem Grade von Annäherung — womit sich ja die Bezeichnungsweisen der Optotechnik anscheinend so leicht zufrieden geben —, sondern absolut streng für beliebige, endliche Winkelwerte, d. h. solange überhaupt noch die Reflexion zustande kommt.

Fig. 5.



Ich will hier weiter nicht erörtern, ob sich diese Eigenschaft etwa als spezieller Fall einer allgemeinen flächentheoretischen Betrachtung darstellen läßt, sondern zunächst nur diesen Satz elementar beweisen.

Es seien um O zwei Kreise beschrieben (Fig. 5) und P_1 und P_2 zwei Punkte auf ihnen. Verdoppeln wir die Winkel, die ihre Verbindungslinie mit den Radien bildet, so schneiden diese Strahlen die Achse in A und B in den Abständen a und b vom Mittelpunkt. Es ist zunächst klar, daß ein von A ausgehender Strahl in P_1 und P_2 von den spiegelnd gedachten Kreisen so reflektiert wird, daß er nach einem Punkte B gelangt. Dann ergibt dreimalige Anwendung des Sinussatzes:

$$a \sin \alpha = r \sin \varphi = R \sin \psi = b \sin \beta.$$

Es können daher von A ausgehende Strahlen nach allen möglichen Punkten B reflektiert werden, stets gilt

$$b = a \frac{\sin \alpha}{\sin \beta}.$$

Entsprechendes gilt, wenn wir B festhalten und A variieren lassen. Tragen wir also die bei einem großen Winkelbereich sich ergebenden, auf irgend eine Einheit bezogenen sphärischen Aberrationen der Vereinigungswerte und des Sinusverhältnisses graphisch auf, so fallen diese bei anderen optischen Systemen stets getrennten beiden Kurven hier in eine einzige zusammen. Es ist dies meines Wissens bisher der erste Fall, in dem das sogenannte Koinzidenzkriterium (s. weiter unten) streng erfüllt ist. Als Parameter können dabei nach Belieben die Einfallshöhen oder die Einfallswinkel oder auch die Aperturen auf der Bildseite usw. gewählt werden.

Lassen wir einen der einander konjugierten Punkte, z. B. A, ins Unendliche rücken, betrachten also parallel einfallende Strahlen von verschiedenen Einfallshöhen h, so bezeichnen wir den Ausdruck $f = \frac{h}{\sin \beta}$ als Brennweite der betreffenden Zone. Es gilt dann stets $f = b$, also Brennweite gleich Schnittweite. [Die Brennweite schlechthin, d. h. der gleiche Ausdruck für Paraxialstrahlen wäre $f_0 = R/2(R-r)$.]

Die Bedingung des Aplanatismus ist nun bekanntlich, daß nach Aufhebung der sphärischen Aberration auf der Achse noch außerdem gilt:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \text{const},$$

oder, falls A im Unendlichen liegt: $\frac{h}{\sin \beta} = \text{const.}$

Aus dem Zusammenfallen der beiden Korrektionskurven für zwei konzentrische Kreise ersehen wir, daß stets, soweit die Aberration beseitigt ist, auch die Sinusbedingung erfüllt ist, daß sich also die Abbildung aus lauter streng aplanatischen Büscheln zusammensetzt — freilich ohne in ihrer ganzen Ausdehnung aplanatisch zu sein.

Diese Art der Abbildung ist in mancher Hinsicht bemerkenswert. Es ist zunächst einmal ein empirisches Ergebnis, daß ein

optisches System um so besser ist, und zwar vornehmlich bezüglich der Komafehler, je näher die beiden Kurven zusammenfallen (bei gleicher absoluter Größe der Zonenfehler). Ein Blick auf die zahlreichen graphischen Darstellungen des Korrektionszustandes der verschiedensten Systeme in dem Buch von M. v. ROHR, Theorie und Geschichte des photographischen Objektivs, lehrt dies aufs deutlichste. v. ROHR selbst macht darüber nur eine ganz gelegentliche Anmerkung, ohne weitere Folgerungen zu ziehen[1]) — „auch ist die Übereinstimmung im Gange bei den Abweichungen der Schnitt- und der Brennweite hervorzuheben".

Ferner sagt noch einmal A. NEUMANN[2]) ... „was im vorliegenden Falle größere Bedeutung verdient, der Bedingung $s_h - s_0 = \frac{h}{\sin u} - f_0$ ist vollkommen genügt".

Eingehend behandelt ist die Bedeutung, die das Zusammenfallen beider Kurven hat, anscheinend nur von F. Staeble[3]), der das Koinzidenztheorem innerhalb des SEIDELschen Gebietes streng beweisen konnte, und auch für eine größere Öffnung — freilich nicht mit der gleichen Strenge — die Forderung begründet, daß zur Beseitigung des Komafehlers zugunsten der Koinzidenz auf die Erfüllung der eigentlichen Sinusbedingung verzichtet werden muß.

Aus allem ergibt sich, daß die Sinusbedingung auch dann, wenn die bei ihrer Ableitung vorausgesetzte Aberrationsfreiheit nicht vorhanden ist, doch noch eine gewisse Bedeutung behält. Man tut nur gut, in diesem Falle die Abweichungen von der Sinusbedingung nicht auf die Ordinate, sondern auf die Kurve der Aberrationen zu beziehen, mit anderen Worten, an Stelle der gewöhnlichen beiden Kurven ihre Differenzkurve zu zeichnen und diese mit der Ordinate zu vergleichen.

Übrigens berichtete auch H. HARTING[4]), daß er bei einigen von ihm berechneten Objektiven die Koma durch „Aufhebung der

---

[1]) l. c., S. 386 (bezieht sich auf das KÄMPFERsche Kollinear, Typus II).

[2]) „Das Imagonal", Photogr. Korrespondenz **41**, 503, 1904.

[3]) Über den Zusammenhang von Koma- und Sinusbedingung bei sphärisch nicht korrigierten Systemen, ZS. f. Instrkde. **27**, 241—249, 1907.

[4]) Über einige neuere photographische Objektive, Photogr. Korrespondenz **44**, 521 oben, 1907.

Differenz Brennweite weniger Schnittweite über die ganze Öffnung" zu beseitigen suchte.

Wie wir oben sahen, erfüllt das System zweier konzentrischer spiegelnder Kreise das Koinzidenzkriterium vollständig. Die zuletzt erwähnte Differenzkurve stellt in aller Strenge eine senkrechte Gerade dar.

Mithin kann man wohl — unter allem Vorbehalt — die konzentrischen Kreise als ein komafreies System bezeichnen. Sie sind damit schon an sich, abgesehen von ihrem sonstigen Korrektionszustande, anderen Systemen aus zwei spiegelnden Kreisen in dieser Hinsicht überlegen.

Nun wird bei allen diesen Systemen der eine Kreis als konkaver, der andere als konvexer Spiegel benutzt. Die Katakaustiken der einzelnen Spiegel haben also entgegengesetzten Sinn, so daß sich bei der Kombination die Aberrationen zum großen Teil gegenseitig aufheben. Der verbleibende Rest kann nun so verteilt werden, daß bei großen und bei kleinen Aperturen die Zonenbeträge das gleiche Vorzeichen haben. Bei einer mittleren Apertur werden sie sich fast gar nicht ändern und dort wird das System über einen größeren Bereich hin am brauchbarsten sein. Das hat seinen inneren Grund darin, daß dort die Katakaustik des ganzen Systems eine zweite Singularität aufweist. Von dort ausgehend findet man unendlich viele Strahlenpaare, die streng aplanatisch vereinigt werden. Durch passende Wahl des Radienverhältnisses kann man jeden beliebigen Aperturbereich in dieser Weise bevorzugen. Für die Brenn- und Schnittweite erhält man

$$8\,b^2 = \frac{\varrho}{\left(c - \cos\frac{\beta}{2}\right)\cos^2\frac{\beta}{2}}, \qquad \text{wo} \qquad c = \frac{\varrho^2 + 1}{2\,\varrho}$$

ist. Soll der Extremwert von b (Minimum) für $\beta = 2\,t$ eintreten (vgl. Fig. 5), so ist das zugehörige Radienverhältnis ϱ gegeben durch

$$2\,\varrho = 3\cos t \pm \sqrt{9\cos^2 t - 4}.$$

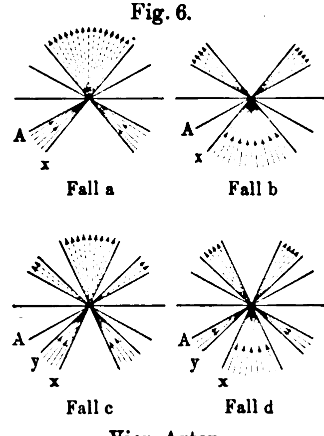
Die der erwähnten zweiten Singularität der Katakaustik entsprechende „sekundäre Brennweite" selbst wird damit

$$f_{min.} = \sqrt{\frac{\varrho}{4\cos^3 t}}.$$

Welcher Aperturbereich, d. h. welches Radienverhältnis für die Zwecke der Dunkelfeldbeleuchtung zu wählen ist, ergibt sich aus einer Betrachtung der Helligkeitsverhältnisse von Dunkelfeldkondensoren überhaupt.

§ 2. Helligkeit der Dunkelfeldbeleuchtung. Bei allen Arten der Dunkelfeldbeleuchtung hat man bekanntlich zwei verschiedene Strahlenkegel zu unterscheiden, der eine beleuchtet das Objekt, der andere enthält nur aus dem ersten Beleuchtungskegel abgebeugte Strahlen und formiert das Bild. Bei der gewöhnlichen koaxialen Anordnung der Dunkelfeldbeleuchtung umschließen sich die beiden Kegel derart (Fig. 6), daß im Falle a der Beleuchtungskegel, im Falle b der Beobachtungskegel die Strahlen der größeren Apertur enthält. In beiden Fällen wird es einen Strahl mit der Apertur x geben, der auf der Grenze der beiden Strahlenkegel verläuft. Bezeichnet A die größte überhaupt auftretende Apertur, so wird im Falle a die Helligkeit des beleuchtenden Büschels sein $\frac{\alpha}{\beta}\cdot(A^2 - x^2)$ und die des abbildenden βx^2, wie ohne weiteres aus den Strahlungsgesetzen folgt[1]). α und β sind Proportionalitätsfaktoren. Die Helligkeit des ganzen Systems ist demnach

Fig. 6.



Vier Arten der Dunkelfeldbeleuchtung.

$$H = \alpha(A^2 - x^2)x^2.$$

Im Falle b ergibt sich natürlich derselbe Ausdruck.

Als diejenige Grenzapertur x, die diesen Ausdruck zu einem Maximum macht, findet man daraus

$$x = \frac{A}{\sqrt{2}}.$$

Dann wird

$$H = \frac{\alpha}{4}\cdot A^4.$$

[1]) Z. B. Drude, Lehrbuch der Optik, 2. Aufl., S. 78.

Was nun den Wert der höchsten auftretenden Apertur anlangt, so muß man sich klar machen, daß die mikroskopischen Methoden der Dunkelfeldbeleuchtung fast ausschließlich auf Präparate angewandt werden, deren Einbettungsmedium ungefähr denselben Brechungsindex wie Wasser besitzt, möge es sich nun um kolloidale Lösungen, lebende Bakterien oder ähnliches handeln. Daher kann die größte Apertur A den Wert 1,335 nicht überschreiten. Strahlen noch höherer Apertur werden an der Oberseite des Objektträgers total reflektiert, bevor sie das Präparat getroffen haben. Es wird also:

$$x = 0{,}944.$$

Praktisch von Bedeutung ist, daß diese Aperturbegrenzung, die uns die günstigste Ausnutzung der Helligkeit ergibt, zugleich ungefähr die größte Apertur der Trockensysteme (0,95) darstellt, die tatsächlich erreicht wird. So wird die bei gewöhnlichen Bakterienpräparaten maximale Helligkeit $H = 79{,}4$, wobei wir α gleich 100 Einheiten setzen. Es sei gleich hier bemerkt, daß ich in Praxis bis zu $H = 68{,}1$ gelange.

Im Falle b muß natürlich dieselbe Beschränkung der Zahl A gemacht werden, so daß sich die gleiche Helligkeit wie im Falle a ergibt und aus dieser Betrachtung allein keine bevorzugte Stellung des einen oder anderen Falles zu folgern ist. Doch treten bei der Verwirklichung von Fall b — durch eine Zentralblende im Objektiv — bekanntlich störende Beugungserscheinungen am Blendenrande auf, so daß im Verein mit der gleichzeitigen Verringerung des Auflösungsvermögens diese Anordnung schwer in Nachteil gegenüber Fall a gesetzt wird.

Endlich sei zur Vollständigkeit noch der Fall erwähnt, daß wir das bezüglich eines Objektpunktes divergierende und konvergierende Strahlenfeld nicht in zwei, sondern in drei einander umschließende Strahlenkegel teilen, indem wir eine ringförmige Blende einführen. Die Strahlen des innersten und des äußersten Kegels üben dann also dieselbe Funktion aus. Eine solche ringförmige Blende im Beobachtungskegel anzubringen (Fall c), hat H. Siedentopf kürzlich als eine neue Möglichkeit erwähnt. Eine ringförmige Blende im Beleuchtungskegel (Fall d) wäre eine weitere bisher noch unbekannte Dunkelfeldmethode, die sich leicht

verwirklichen ließe, wenn etwa in einen Spiegelkondensor hoher Apertur ein Linsenkondensor kleiner Apertur hineingesetzt wird. In beiden Fällen haben wir für die Helligkeit des den mittleren Bereich benutzenden Kegels $\frac{\alpha}{\beta}(y^2 - x^2)$ und für die des anderen $\beta(A^2 - y^2 x^2)$, so daß die Helligkeit der ganzen Anordnung würde:

$$H = \alpha(A^2 - y^2 - x^2)(y^2 - x^2).$$

Führen wir hier noch als Nebenbedingung an, daß etwa im Falle c die beiden von der Mitte und von der Randzone des Objektivs gelieferten Lichtmengen gleich groß sein sollen, so haben wir noch

$$A^2 - y^2 = x^2.$$

Ein Maximum tritt dann ein für

$$x = \frac{A}{2} \quad \text{und} \quad y = \frac{A}{2}\sqrt{3}.$$

Die Helligkeit wird:

$$H = \frac{\alpha}{4} \cdot A^4,$$

also wiederum so groß wie in Fall a und b.

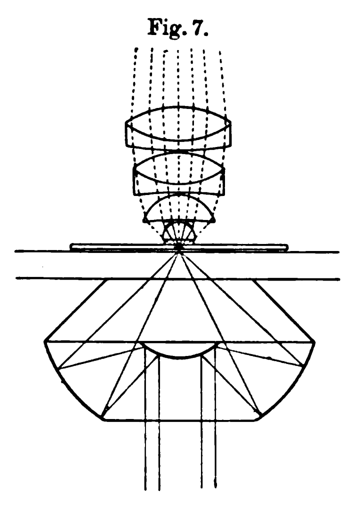
Eine derartige Anordnung, wie sie in Fig. 7 mit einem konzentrischen Kondensor für den Fall, daß $A = 1{,}30$, also $x = 0{,}65$ und $y = 1{,}13$, gezeichnet ist, würde sich demnach vor den anderen Methoden keineswegs durch Helligkeit auszeichnen. Es müßte aber hierfür ein Spezialobjektiv mit einem der Methode besonders angepaßten Korrektionszustande verwandt werden.

Beim Vergleich dieser verschiedenen Arten von Dunkelfeldbeleuchtung fällt dann endlich für den Fall a ausschlaggebend ins Gewicht, daß dabei ohne jede Präparierung jedes beliebige Trockensystem gebraucht werden, und ein Immersionsobjektiv durch Einsetzen eines kleinen Trichters ohne weiteres auf die oben berechnete Grenzapertur abgeblendet werden kann.

§ 3. Der konzentrische Kondensor. Aus diesen Überlegungen heraus entstand die in Fig. 8 dargestellte Konstruktion. Dieser konzentrische Kondensor hat einen Aperturbereich von 0,97 bis 1,35. Denn man muß in der Nähe der Grenzapertur wegen der flächenhaften Natur der Lichtquellen einen kleinen Bereich unbenutzt lassen, um ein wirklich strenges Dunkelfeld zu

erzielen. Mir erscheint es am besten, den Aperturbereich des Kondensors nur etwa zwei bis drei Hundertstel höher, als die Grenzapertur beträgt, beginnen zu lassen, um so die Helligkeit möglichst zu steigern, obwohl dadurch die Güte der Korrektion — wie auch die Tabelle zeigt — etwas vermindert wird.

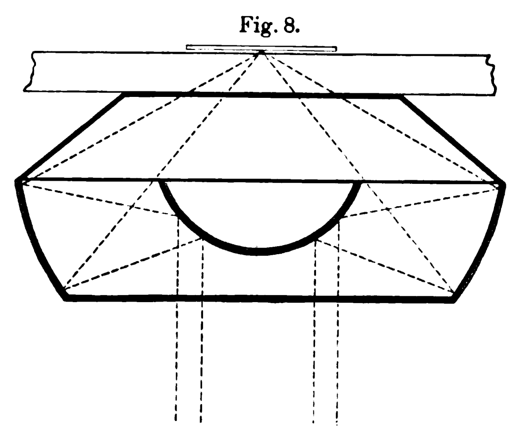
Fig. 7.



Ich bin so dem theoretischen Maximum der Helligkeit ziemlich nahe gekommen, denn dies ist, wenn wir wieder die Proportionalitätskonstante = 100 setzen, gleich $\frac{A^2}{2} = 89{,}1$. Die Helligkeit des konzentrischen Kondensors ist dagegen $100\,(1{,}335^2 - 0{,}97^2) = 84{,}1$.

Der Dunkelfeldkondensor nach v. Ignatowsky benutzt zwar den Bereich von 1,45 bis 1,00, es kommen aber nur die Aperturen unterhalb 1,335 zur Geltung. Die hohen Aperturen sind — wenigstens für die gewöhnlichen Präparate — Luxus. Seine Helligkeit ist also 78,2.

Fig. 8.



Der sogenannte Kardioidkondensor von H. Siedentopf hat laut Angabe der Firma C. Zeiss einen Bereich von 1,30 bis 1,10. Seine Helligkeit wäre also 48.

Bei der gewählten Aperturbegrenzung findet man als passendes Radienverhältnis für die konzentrischen Kreise etwa 2,25 bis 2,28. Für einen mittleren Wert von $\varrho = 2{,}260$ wird dann der Korrektionszustand durch die Tabelle gegeben.

Tabelle. $r = 1$.

Aperturbereich	b	$b - b_m$	$(b - b_m)^2$
0,97—0,99	0,88156	$+15{,}2 \,.\, 10^{-4}$	231,0
0,99—1,01	119	11,5	132,3
1,01—1,03	083	7,9	62,4
1,03—1,05	049	4,5	20,3
1,05—1,07	018	+ 1,4	2,0
1,07—1,09	0,87991	— 1,3	1,7
1,09—1,11	967	3,7	13,7
1,11—1,13	946	5,8	33,6
1,13—1,15	931	7,3	53,3
1,15—1,17	920	8,4	70,6
1,17—1,19	915	8,9	79,2
1,19—1,21	917	8,7	75,7
1,21—1,23	926	7,8	60,8
1,23—1,25	944	6,0	36,0
1,25—1,27	973	3,1	9,6
1,27—1,29	0,88013	+ 0,9	0,8
1,29—1,31	067	6,3	39,7
1,31—1,33	137	13,3	176,9
	Mittel: 0,88004	$\frac{\Sigma(b - b_m)^2}{n-1} = \frac{1099{,}6}{17} = 64{,}68.$	

In dieser Tabelle sind z. B. die für 0,98 berechneten Werte dem Bereich der Aperturen von 0,97 bis 0,99 zugeordnet. Aus den Schlußzahlen folgt

$$b = 0{,}880\,04 \pm 0{,}000\,804,$$

d. h.

$$b = 0{,}880\,04 \pm 0{,}91 \text{ Promille.}$$

Der mittlere Fehler von etwa 0,9 Promille, den also dies System im Aperturbereich von 0,97 bis 1,33 aufweist, ist so klein, daß der konzentrische Kondensor wohl auch in dieser Richtung einen Fortschritt gegenüber dem bisherigen Zweispiegelsystem[1])

[1]) v. Ignatowsky gibt in seiner ersten Veröffentlichung an als Fehler der Schnittweite 4 Proz. und als Fehler der Sinusbedingung 8 Proz. Bei der späteren Verbesserung des Systems, wie sie sich ja bei einer längeren fabrikationsmäßigen Herstellung einstellen kann, sind es noch bei der Schnittweite ± 2,5 Promille und bei der Sinusbedingung ± 7,4 Promille im Aperturbereich von 1,00 bis 1,45, den v. Ignatowsky gewählt hat, — und von ± 1,1 Promille bzw. ± 6,6 Promille im Bereich von 1,00 bis 1,33.

*

bedeutet. Eine Einschränkung der Helligkeit auf den Aperturbereich von 1,00 bis 1,30 würde den Fehler auf 0,69 Promille herabdrücken.

Wenn man auf die Verwendung der konzentrischen Kreise verzichtet, also das IGNATOWSKYsche System mit endlichem Mittelpunktsabstand verwendet, ist es möglich, wie ich hier ausdrücklich hervorheben möchte, die Korrektion z. B. für die Schnittweiten noch erheblich besser, etwa 0,2 Promille, zu erhalten. Dann hat man aber so viel größere Fehler der Brennweite (Sinusbedingung), etwa 16 Promille, daß der Gesamtzustand des Systems schlecht genannt werden muß [1]).

Aus der ganzen Anlage des konzentrischen Kondensors folgt, wie Fig. 8 zeigt, ein weiterer für die technische Ausführung sehr wesentlicher Vorteil. Man hat nämlich als benutzte Zone bei dem äußeren Spiegel nicht wie sonst (bei v. IGNATOWSKY und bei SIEDENTOPF) ein äquatoreales Stück — eine „Überhalbkugel“ —, sondern eine durch den Mittelpunkt gelegte, zur optischen Achse senkrechte Ebene läßt beide Spiegelzonen auf derselben Seite. Man kann deshalb beide Flächen an ein einziges Stück Glas anschleifen. Dadurch werden einmal die Herstellungskosten verringert, außerdem fallen aber noch alle beim Verkitten zweier Stücke etwa auftretenden Zentrierungsfehler fort. — Das obere Glasstück von trapezförmigem Querschnitt hat nur die Bedeutung eines Zwischenstückes, um die Kondensoroberfläche dem Objektpunkte bis auf Objektträgerdicke zu nähern. Daher kann man den ganzen Kondensor einer erheblichen Temperaturerhöhung aussetzen. Denn ein etwaiges Schmelzen der Kittung und dadurch verursachtes Verschieben der beiden Teile gegeneinander kann am richtigen Verlauf der Strahlen nichts ändern.

Beim konzentrischen Kondensor wird, wie man sieht, an der inneren Kugel keine Totalreflexion verwendet, sondern beide

---

[1]) Anmerkung bei der Korrektur. Es scheint dies dasselbe System zu sein, das Herr SIEDENTOPF in der Diskussion auf der Königsberger Naturforscherversammlung als einen weiteren Sonderfall hervorhob. Ich erhielt dafür das Radienverhältnis $\varrho = 1{,}510$ und den Mittelpunktsabstand $s = +0{,}07989$, wenn man vom Mittelpunkt des größeren Kreises aus im Sinne der Lichtbewegung positiv rechnet.

Spiegel sind versilbert. Daraus folgt ein weiterer Vorteil. Die ausführende Optik braucht nämlich nicht wie sonst in der Zentralpartie das Glas zu mattieren und diesen Blendfleck mit Lack zu bedecken (man nimmt weißen Lack wegen der geringeren Wärmeabsorption), sondern die Versilberung wirft schon von selbst alle Strahlen, die nicht zur Dunkelfeldbeleuchtung gebraucht werden, wieder heraus, so daß gewissermaßen der äußere konkave Spiegel als Lochblende wirkt.

Wetzlar, September 1910.



Der Ultrakondensor.
Ein neuer Apparat für ultramikroskopische Untersuchungen;

von Felix Jentzsch.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 82. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Königsberg am 22. September 1910.)

(Vgl. oben S. 734.)

Für Untersuchungen über die Molekularbewegung in Gasen, und um einige Resultate der Ionentheorie der Gase optisch sichtbar zu machen, habe ich einen Apparat konstruiert, den ich Ultrakondensor nenne. Da die geplanten Beobachtungen sich hinziehen und der Apparat bereits früher öffentlich demonstriert wurde, nämlich gelegentlich der Tagung der Deutschen Bunsengesellschaft in Gießen im Mai 1910, möchte ich jetzt wenigstens eine kurze Beschreibung veröffentlichen.

Der Name Ultrakondensor soll besagen, daß es sich um einen Zusatzapparat handelt, der ein gewöhnliches Mikroskop für ultramikroskopische Untersuchungen brauchbar macht.

Während bei dem ältesten Spalt-Ultramikroskop von Zsigmondy[1]) der zur Mikroskopachse senkrechte Beleuchtungskegel nur von einer Seite kommt, laufen hier Strahlen auf den Objektpunkt zu in allen Azimuten der zur Mikroskopachse senkrechten Ebene, und außerdem solche ober- und unterhalb dieser Ebene, die sie ebenfalls alle in dem einen Punkte durchstoßen. Auf die hierdurch verursachten Beleuchtungseffekte will ich später eingehen.

Ich habe diesen Strahlenverlauf zu erreichen gesucht durch zwei an Glaskörper angeschliffene spiegelnde Kugelflächen, wie die Figuren wohl hinreichend deutlich zeigen. Jeder Strahl wird viermal gespiegelt, zweimal bevor und zweimal nachdem er das Teilchen erregt hat. Auf diese Weise verlassen sämtliche

---

[1]) Siedentopf und Zsigmondy, Ann. d. Phys. (4) 10, 1—39, 1903.

Strahlen auf derselben Seite den Ultrakondensor, auf der sie eingetreten sind. Fig. 1 stellt eine zweiteilige, Fig. 2 eine dreiteilige Ausführungsform vor. Um den Vereinigungspunkt herum

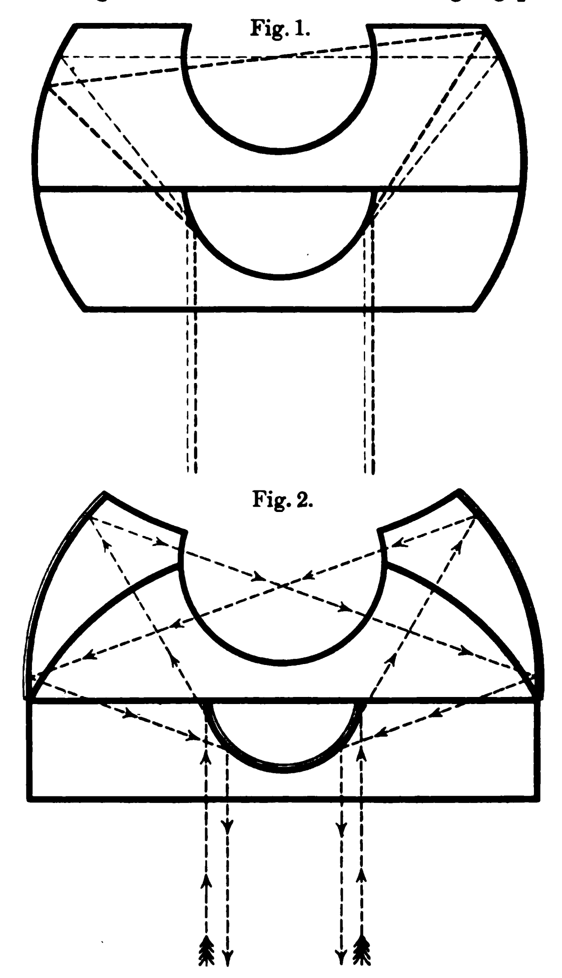

Fig. 1.

Fig. 2.

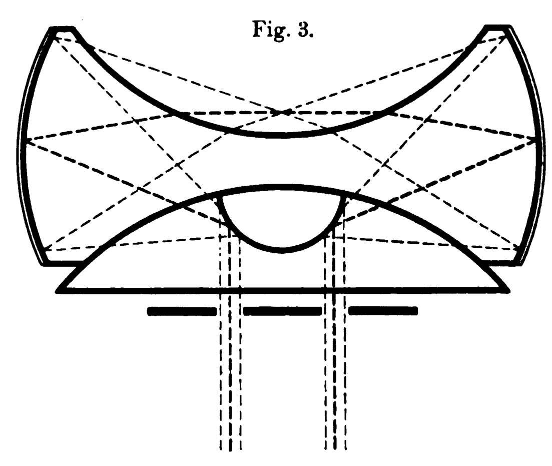
ist eine Hohlkugelfläche eingeschliffen, die die Untersuchungssubstanz, Gase, Dämpfe oder Flüssigkeiten aufzunehmen hat.

Für manche Flüssigkeitsuntersuchungen, vor allem, wenn es sich um geringe Mengen einer stark absorbierenden Substanz handelt, ist eine dritte Form besser geeignet (Fig. 3). Hierbei wird der

Hohlraum so gelegt, daß seine Grenzfläche die Strahlen bricht und selbst mit zur Strahlenvereinigung beiträgt.

Außer einer besonders großen Helligkeit bieten diese Ultrakondensoren noch den weiteren Vorteil, keine Farbenfehler zu besitzen, da wenigstens Form 1 und 2 ausschließlich mit Spiegelflächen arbeitet. Auch bei Form 3 kann die benutzte Brechung keine Farbenfehler herbeiführen. Denn für wässerige Lösungen

Fig. 3.



läßt sich das Prinzip der „homogenen Dispersion" anwenden, da es glücklicherweise ein Glas gibt, das genau die gleiche Dispersion wie Wasser aufweist.

Bläst man in einen dieser Kondensoren Tabaksrauch ein, so sieht man sofort eine sehr große Zahl heller Teilchen in lebhafter Molekularbewegung. Strömungen halten nur kurze Zeit an. Läßt man im Hohlraume des Ultrakondensors Funken überspringen, so sieht man sofort die von den Elektroden abgerissenen Metallteilchen herumschwirren.

Wetzlar, September 1910.

Beobachtungen an Kanalstrahlen;
von Joh. Koenigsberger und K. Kilchling.

(Eingegangen am 19. November 1910.)

Methode.

Die Methode ist schon früher beschrieben[1]). Wir haben nur insoweit eine Abänderung getroffen, als im Messingkonus (l. c. S. 848) ein Hahn mit weiter Durchbohrung vor dem magnetischen Felde an Stelle der Gummiplatte hinter demselben angebracht wurde. Der Verschluß des Entladungsraumes wurde dadurch vollkommen dicht. Die Expositionszeit für Velox Regular Carbon, Chlorbromsilberpapier der Kodakgesellschaft, beträgt für Kanalstrahlen mit Mercedes-Influenzmaschine von ungefähr 3.10^{-4} Amp. 15 bis 40 Sek. Noch besser ist Velox Regular Velvet, für das 5 bis 20 Sek. genügen und das sehr klar detaillierte Bilder gibt. In jeweils 20 min kann der Beobachtungsraum mit der Kamera durch Gaedepumpe auf 2.10^{-5} mm evakuiert und für eine neue Aufnahme geeignet sein. Wir erhalten, wie die Photographien zeigen, absolut scharfe Flecke, die bei engen Kapillaren bis auf 1 mm Durchmesser heruntergehen (vgl. Tafel I, Fig. 12). Zwischen Pumpe und Röhren war ein U-Rohr angebracht, das in ein Dewargefäß mit fester Kohlensäure oder flüssiger Luft tauchte. Hg-Dampf konnte daher in größeren Mengen nicht in den Entladungs- oder Beobachtungsraum dringen. Daß Spuren von Hg-Dampf gleichfalls zurückdiffundieren, läßt sich auch hierdurch nicht verhindern. Bezüglich der Kohlenwasserstoffe vgl. die frühere Mitteilung (S. 848).

Die Länge des Entladungsraumes war 40 cm, des Beobachtungsraumes 17,6 und 25 cm; die Röhrendurchmesser etwa 5 cm. Die Formen von Kathode und Anode sind früher beschrieben worden. Ein Teil der Versuche wurde mit ebener, ein anderer mit Hohlspiegelkathode aus Aluminium ausgeführt.

---

[1]) Phys. ZS. **11**, 666 u. 848, 1910.

Die Messungen geschahen im Mikroskop oder mit Noniusmaßstab auf $\pm$ 0,05 mm genau. Sie sind frei von systematischen Fehlern, da wir scharfe, kreisrunde Schwärzungen auf dem photographischen Papier erhielten, deren Mitte sich exakt bestimmen ließ. Das elektrostatische Feld war ausgewertet; die Randkorrektion wurde nach dem von J. J. THOMSON [1]) angegebenen Verfahren angebracht. Die höheren Potentiale wurden mit 8 cm-Kugeln und ionisiertem Luftraum nach der Methode von C. MÜLLER [2]) gemessen.

Wir hielten es für nützlich, die Gesamtheit der Vorgänge bei der Ausbreitung der Kanalstrahlen zunächst genauer zu verfolgen, damit spätere Messungen nicht durch unbekannte Vorgänge beeinflußt und verdunkelt werden. So zeigt die von uns gefundene Geschwindigkeitsabnahme der Kanalstrahlen, daß die bekannte Beziehung zwischen Potentialgefälle und Geschwindigkeit nicht exakt bestehen kann. Eine andere Tatsache, die einheitliche Geschwindigkeit der dissoziierten Teile, die nicht viel geringer als die der primären ist, weist auf Schwierigkeiten in Bestimmung der e/m von scheinbar primären Strahlen.

Bezüglich der direkten photographischen Aufnahme der Kanalstrahlen sei noch folgendes bemerkt. Die Schwärzung des Papieres ist, wie wir festgestellt haben, in ziemlich weiten Grenzen, ähnlich wie bei einer guten photographischen Platte für Intensität des Lichtes, der Zahl der Kanalstrahlenteile in der betreffenden Zeit proportional. Das gilt für ein bestimmtes e/m sicher, solange die Geschwindigkeiten nicht sehr verschieden sind (Differenzen kleiner als 10 Proz.). Daher geben uns Dissoziations- und Neutralisationsdiagramme des Wasserstoffs photometrisch ausgemessen auch die Zahlenverhältnisse. Die Photometrie geschieht in einfacher Weise mit der früher von dem einen von uns angegebenen Vorrichtung [3]). Ob für verschiedene e/m und verschiedene Geschwindigkeiten die Schwärzungen nur der Zahl proportional sind, können wir nicht sagen. Das müssen Messungen mit Thermosäule nach der Methode von W. WIEN ergeben. Beachtenswert

[1]) J. J. THOMSON, Phil. Mag. (6) **20**, 760, 1910.

[2]) C. MÜLLER, Ann. d. Phys. (4) **28**, 585, 1908.

[3]) JOH. KOENIGSBERGER, Über die Absorption des Lichtes in festen Körpern. Leipzig 1900, S. 7.

ist, daß die direkte photographische Wirkung der neutralen Teile stärker als die Fluoreszenzwirkung ist. Die letztere, verglichen mit der der positiven Teile hängt vom Material ab.

Elektrisches und magnetisches Feld waren nach dem früher beschriebenen Verfahren genau senkrecht zueinander justiert und, was wegen der Geschwindigkeitsabnahme für genaue Messungen sehr wesentlich war, an derselben Stelle angebracht. Die Lage derselben war durch Marken auf photographischer Kassette und Papier festgelegt.

Veränderungen der Kanalstrahlen in einem Raum gleichen Potentials durch Zusammenstöße (Dissoziation, Neutralisation, Geschwindigkeitsabnahme, Deflexion).

Ebenso wie die Lichtemission, die nach den Beobachtungen von W. Wien[1]) von der Zahl der Zusammenstöße abhängt, sind unserer Ansicht nach die im folgenden erwähnten Vorgänge und Veränderungen im Kanalstrahl durch Zusammenstöße mit ruhenden Molekülen bedingt und im wesentlichen nur kinetisch zu erklären. Das Gesetz der Zusammenstöße dürfte allerdings komplizierter als bei Gasmolekülen gewöhnlicher Temperatur, aber vielleicht nicht sehr von dem bei Temperaturen über 3000° verschieden sein.

Vier Veränderungen, welche die positiven Teile auf ihrem Wege erfahren, sind bis jetzt aufgefunden worden. Die elektrische Dissoziation, d. i. die Aufspaltung von neutralen bewegten Teilen in positive und negative Teile, wurde von W. Wien[2]) entdeckt. Die Neutralisation von bewegten positiven Teilen hat zuerst J. Stark[3]) als solche gedeutet. Die Geschwindigkeitsabnahme des primär positiven Kanalstrahlenbündels haben J. Kutschewski und der eine von uns[4]) gefunden. Ferner ist noch die Deflexion[5]), die Verbreiterung des neutralen und posi-

[1]) W. Wien, Ber. K. bayer. Ak. Wiss., 12. Abh., S. 13, 1909.

[2]) W. Wien, ebenda Heft 1, S. 55, 1908.

[3]) J. Stark, Phys. ZS. 4, 583, 1903.

[4]) J. Koenigsberger u. J. Kutschewski, ebenda 11, 667, 1910.

[5]) Man kann diese Erscheinung nicht ohne weiteres mit der Diffusion oder Zerstreuung vergleichen, welche die Kathodenstrahlen erleiden. Dagegen ist es wohl dieselbe Erscheinung, die auch an den α-Strahlen von E. Rutherford entdeckt und von L. Meitner und namentlich von H. Geiger genauer studiert wurde.

tiven Kanalstrahlenbündels, vorhanden. Inwieweit der erste Vorgang selbsttätig, etwa wie die chemische Dissoziation, vor sich geht, haben die Ansichten geschwankt. W. WIEN[1]) hatte aus Versuchen an Wasserstoffstrahlen geschlossen, „daß die Ionen des Kanalstrahlenstromes von selbst einen gewissen Gleichgewichtszustand annehmen, in welchem das Verhältnis der geladenen zu den ungeladenen Teilen immer dasselbe ist".

W. WIEN[2]) hat aber bald danach festgestellt, daß in Wasserstoff die Bildung positiver Atome aus neutralen Kanalstrahlteilen bei höheren Gasdrucken stärker ist. J. KUTSCHEWSKI[3]) und der eine von uns haben später in Übereinstimmung damit beobachtet, daß unter bestimmten Bedingungen die Dissoziation mit sinkendem Gasdruck kontinuierlich abnimmt, und hatten geschlossen, „daß die Dissoziation durch Zusammenstöße des neutralen Kanalstrahles mit ruhenden Gasmolekülen erfolgt". H. v. DECHEND[4]) und W. HAMMER haben sich dieser Ansicht teilweise angeschlossen; sie schreiben: „Wenn man nun berücksichtigt, daß die Zeit, während der die Teilchen im Felde (Magnetfeld) verweilen, kleiner als 10^{-7} Sek. und die freien Weglängen der ruhenden Gasmoleküle bei unseren Drucken die Felddimensionen weit übertreffen, so scheint es nicht ohne weiteres berechtigt zu sein, diese Umladungserscheinungen allein auf Rechnung der Zusammenstöße zu setzen." Wir haben unsere früheren Versuche wiederholt und dieselbe kontinuierliche Abnahme gefunden, die nach vorläufigen Beobachtungen ungefähr der Dichte des betreffenden Gases proportional ist[5]). Wir haben auch versucht, uns theoretisch davon Rechenschaft zu geben. Das geschieht in sehr einfacher Weise, da man mit guter Annäherung die Gasmoleküle

---

[1]) W. WIEN, l. c. 1908, S. 64.

[2]) W. WIEN, Sitzungsber. Ak. Wiss. München, 12. Abh., S. 17, 1909.

[3]) J. KOENIGSBERGER und J. KUTSCHEWSKI, Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 542, 1910.

[4]) H. v. DECHEND und W. HAMMER, Sitzungsber. Heid. Ak., 21. Abh., S. 25, 1910.

[5]) Eine wesentliche Schwierigkeit in dem quantitativen Verfolgen der Dissoziation bei sehr geringem Druck bildet der Quecksilberdampf. Selbst mit der oben beschriebenen Anordnung läßt er sich nicht vollkommen entfernen, und seine Wirkung ist wegen der hohen Dichte etwa zehnmal stärker als Luft.

als ruhend im Vergleich zu den Kanalstrahlen und als gleichmäßig verteilt auffassen darf. Die mittlere Weglänge der ruhenden Gasmoleküle kommt hierbei nicht in Betracht. Die Dissoziation muß dann für ein bestimmtes Gas mit der Dichte proportional verlaufen. Ob bei großen Geschwindigkeiten, die von P. LENARD[1]) für Kathodenstrahlen entdeckte Durchdringlichkeit der Atome, auch bei den allerdings viel langsameren und größeren Kanalstrahlteilen auftritt, läßt sich theoretisch nicht übersehen und wird jetzt von J. KUTSCHEWSKI experimentell untersucht. J. J. THOMSON[2]) hat bezüglich der Dissoziation neuerdings folgende Ansicht entwickelt: Wenn die unabgelenkten (neutralen) Strahlen mit Gasmolekülen zusammenstoßen, so entstehen sekundäre Strahlen mit $e/m = 10^4$ (Wasserstoffatom) und der konstanten Geschwindigkeit 2.10^8 cm/sec. Er nennt diese Strahlen sekundäre positive Strahlen.

J. KUTSCHEWSKI und der eine von uns[3]) haben schon früher Versuche darüber angestellt, welche Kanalstrahlteile bei der Dissoziation sekundäre positive Wasserstoffstrahlen ergeben. Diese Beobachtungen sind jetzt mit unserer direkten photographischen Methode wiederholt worden, um die Resultate sicherzustellen, und um zu sehen, warum wir bei den Bedingungen unserer ersten Experimente durch Wasserstoff keine Dissoziation gefunden haben.

Wir haben uns ferner die Frage vorgelegt, ob die dissoziierten Teile eine einigermaßen konstante Geschwindigkeit und konstantes e/m besitzen. Um die Photographien erläutern zu können, müssen wir erst noch kurz auf die Neutralisation, Deflexion, Geschwindigkeitsabnahme und Inkonstanz von e/m eingehen.

1. Die Neutralisation erfolgt um so rascher, je größer die Zahl der Zusammenstöße ist. Die positiven Teile werden auf ihrem ganzen Wege vor der Kathode wie hinter der Kathode (in Kapillare und Beobachtungsraum) sich mit negativen Elektronen vereinigen können. Das erfolgt um so rascher (ihre Flugweite ist, wie P. EWERS[4]) ausgesprochen hat, um so kleiner), je größer

---

[1]) P. LENARD, Ann. d. Phys. (4) 12, 714, 1903.
[2]) J. J. THOMSON, Phil. Mag. (6) 20, 760, 1910.
[3]) l. c., S. 541.
[4]) P. EWERS, Wied. Ann. 69, 167, 1899.

die Masse ist. J. J. THOMSON[1]) hat diese Ansicht exakt formuliert. Auf den Photographien gibt sich Neutralisation auf dem Wege im magnetischen Felde durch einen Verbindungsstreifen zwischen neutralem und dauernd positivem Fleck kund (vgl. Fig. 1).

Wenn der Druck im Beobachtungsraum, in dem das Magnetfeld wirkte, klein genug war und nur Wasserstoff auftrat, so verschwindet praktisch die Neutralisation; neutraler und positiver Fleck sind vollkommen getrennt (vgl. Fig. 11). Wenn sowohl im Entladungs- wie im Beobachtungsraum die Drucke so klein wie möglich sind ($p_E = 8.10^{-4}$; $p_B = 5.10^{-5}$), so überwiegt weitaus, in Wasserstoff wenigstens, der positive Anteil[2]). Dann ist aber auch die Neutralisation im Entladungsraum sehr klein.

Bei gekreuzten Magneten ergibt sich auf der Photographie ein Streifen, der aus zwei rechtwinklig zueinander stehenden Stücken besteht. Von diesen verläuft das eine vom neutralen Fleck im Sinne der Ablenkung durch das erste (der Kathode nähere) Magnetfeld (vgl. Fig. 6, Linie nA). Die Abgrenzung erfolgt durch einen runden Fleck A, der geometrische Ort aller Teile, die sich auf der Strecke zwischen erstem und zweitem Magnetfeld neutralisieren. Die im zweiten Magnetfelde ihre Ladung neutralisierenden primär positiven Teile geben einen Streifen von A nach $+H$, dem Ort der dauernd positiv gebliebenen Strahlen.

Die schwarzen Streifen, die von dem Ort des neutralen Flecks (n) nach B gehen, entsprechen den durch Dissoziation beim Zusammenstoß im Felde des zweiten Magneten positiv gewordenen Kanalstrahlen. B ist der geometrische Ort der zwischen erstem und zweitem Magneten dissoziierten Teile. Die Strecke von B bis $+H$ ist durch Einwirkung der schon im ersten Magnetfelde positiv gewordenen entstanden.

Die Neutralisation erfolgt auch für die Sauerstoffstrahlen und zwar rascher. Fig. 5 zeigt das viel kleinere und in der Re-

---

[1]) J. J. THOMSON, Phil. Mag. (6) 16, 689, 1908.

[2]) Vgl. Phys. ZS. 11, 385, 1910. Das ist auch durch die Versuche von H. v. DECHEND und W. HAMMER (l. c., S. 30) bestätigt worden.

produktion undeutliche photographische Diagramm der Neutralisation, Dissoziation usw. des Sauerstoffs[1]); es entspricht im wesentlichen genau dem des Wasserstoffs, nur kommt ein gleich starker und gleich dimensionierter negativer Anteil hinzu. Dieser ist aber nicht primär. Das soll später erörtert werden.

Wir müssen uns dann fragen, inwieweit die Vorgänge der Geschwindigkeitsabnahme und Deflexion die Bilder beeinflussen. Die Geschwindigkeitsabnahme ist nach noch nicht publizierten Versuchen von Herrn KUTSCHEWSKI für das ganze Bündel nicht dieselbe. Wenn eine ursprünglich einheitliche Geschwindigkeit da war, ist die Endgeschwindigkeit für verschiedene Teile verschieden; die ursprüngliche Geschwindigkeit ist für einen kleinen Teil noch erhalten, doch ist die Geschwindigkeit der überwiegenden Mehrzahl um einen exakt meßbaren Teil verringert. Die Geschwindigkeitsstreuung ist mit der Geschwindigkeitsabnahme proportional. Je geringer der Druck im Entladungs- und Beobachtungsraum, um so kleiner sind beide. Mit abnehmender Geschwindigkeit bei konstantem Druck nehmen beide Erscheinungen weit stärker zu, als der einfachen Proportionalität entspricht. Für verschiedene Gase im Beobachtungsraum sind die Konstanten verschieden. Nach Versuchen von Herrn KUTSCHEWSKI sinkt z. B. die Geschwindigkeit des positiven Wasserstoffs auf einer Strecke von 5,5 cm bei einer anfänglichen Geschwindigkeit von etwa $1,2 . 10^8$ cm/sec und einem Druck von 0,0020 mm im Mittel auf etwa den 0,7. Teil.

Unsere Magnetfelder hatten bedeutend kleinere Dimensionen als 5 cm, ferner ist die Geschwindigkeitsabnahme angenähert dem Gasdruck direkt proportional, so daß nur bei den Dissoziationsbeobachtungen mit höheren Drucken im Beobachtungsraum die Geschwindigkeitsabnahme im Magnetfelde sich bemerkbar machen kann. Sie zeigt sich wohl in der etwas länglichen Gestalt der positiven Flecke. Einen systematischen Fehler kann sie jedoch auch hier nicht ergeben. Nur wenn man den Dopplereffekt oder die Geschwindigkeit der Kanalstrahlen in ihrer Abhängigkeit vom Potentialgefälle untersuchen will, ist diese Erscheinung vom

[1]) Möglicherweise ist ein Teil der Dissoziation noch anderen Ionen zuzuschreiben. Die Hauptmenge aber entspricht Sauerstoff.



größten Einfluß[1]); denn im Entladungsraum läßt sich nach unseren Erfahrungen der Druck nicht erheblich unter 8.10^{-4} mm herabsetzen; bei einigen Gasen muß er merklich höher sein.

Die Deflexion ist bei diesen Versuchen nicht erheblich. Für den Kanalstrahl ergeben sich nach der früher angegebenen Formel[2]), falls der Kanalstrahl vor der Kathode einen nicht zu kleinen Kegel bildet, 3,8 mm Durchmesser. Die scharfen Flecke des neutralen Strahles sowie des positiven Sauerstoffs, z. B. auf den Fig. 7, 9, 10 und Taf. II, haben 3,8 bis 3,9 mm Durchmesser, wenn der Druck im Beobachtungsraum zwischen 3.10^{-3} und 3.10^{-5} liegt. Die Deflexion auf 25 cm bei diesen Drucken liegt also innerhalb der Fehlergrenzen.

Anders liegt die Sache für den positiven Wasserstoffkanalstrahl. Der Durchmesser für dies Strahlenbündel ist kleiner, als berechnet, wenn der Druck weniger als 2.10^{-3} im Entladungs- und Beobachtungsraum beträgt. Dann muß also der Kegel schon im Entladungsraum einen kleineren Winkel, als er durch die Kapillare gegeben ist, bilden, und in der Tat ist dann der Kanalstrahl vor der Kathode (ein Teil der S_1-Strahlen von GOLDSTEIN) ein sehr langes, schmales Bündel von kaum 1 mm Durchmesser.

Im allgemeinen stören daher bei Drucken unter 2.10^{-3} mm Deflexionserscheinungen nicht. Sie sind aber bei Kanalstrahlen vorhanden. Will man sie verfolgen, so wählt man am besten im Entladungsraum ein konstantes Vakuum von etwa 2.10^{-3} mm und variiert den Druck im Beobachtungsraum. Bei etwa 3.10^{-3} mm[3]) werden die Flecke schon ganz deutlich verwaschen und von etwa 5.10^{-3} ist die Deflexion sehr stark. Man kann deren Größe durch Photometrierung der Photographie bestimmen; die Zahlen werden a. a. O. gegeben. Hier sollte nur die auffällige Erscheinung erklärt werden, daß das neutrale und Sauerstoffkanalstrahlbündel

---

[1]) Vermutlich sind die von W. WIEN beobachteten Tatsachen (Ann. d. Phys. (4) 33, 875, 1910) hierauf zurückzuführen. Es läßt sich eine angenäherte Integration mit Berücksichtigung der Geschwindigkeitsabnahme für die Differentialgleichung der Beschleunigung vor der Kathode durchführen.

[2]) Sitzungsber. Heid. Ak., 4. Abh., S. 15, 1910.

[3]) Wie alle anderen Erscheinungen variiert auch die Größe der Deflexion kontinuierlich mit dem Druck. Eine Diskontinuität für irgend einen geringen Druck ist experimentell nicht zu finden und kann auch theoretisch nicht da sein, solange die Drucke $> 1.10^{-6}$ mm sind.

einen anderen Durchmesser als der Wasserstoffkanalstrahl besitzt. — Eine Frage, die sich ohne weiteres beantworten läßt, ist die nach der Konstanz von e/m. Wir erhalten, das ist wohl ein wesentlicher Vorzug der direkten photographischen Methode, bei magnetischer und elektrischer Ablenkung wie bei gekreuzten Feldern bei geeigneter Form von Kathode und Entladungsrohr klare, scharfe Kreise als geometrischen Ort der Kanalstrahlen mit verschiedenem e/m, wenn die Drucke im Entladungsraum nicht zu hoch sind. Fig. 11 und Tafel II, Fig. 2 zeigt z. B. ohne weiteres, daß eine merkliche Inkonstanz von Geschwindigkeit oder e/m innerhalb des Magnetfeldes für Wasserstoff und Sauerstoff nicht vorhanden ist. Dasselbe gilt noch für eine Ausdehnung der Magnetfelder bis 5 cm [1]). Ebenso scharf mit einheitlicher Geschwindigkeit sind bei geeigneten Bedingungen die Schwärzungen durch O und H_2 (vgl. Tafel II, Fig. 3). Die Ausmessungen erfolgen unter dem Mikroskop.

Dissoziation in Wasserstoff.

Wir müssen zunächst erklären, warum wir früher aus unseren Versuchen bei der dort beschriebenen Versuchsanordnung [2]) auf Fehlen von Dissoziation geschlossen hatten: „der leicht ablenkbare positive Anteil ist dann ganz verschwunden und wird auch von dem leuchtenden Kanalstrahl nicht mehr gebildet“, das galt auch für Wasserstoff.

Wir gingen damals von dem Gedankengange von W. Wien aus, daß ein Gleichgewicht zwischen neutralen und positiven Teilen im Kanalstrahl bestehen könne. Daher entfernten wir die positiven Teile vollkommen aus dem Beobachtungsraum, indem wir vor die Kathode ein Magnetfeld setzten, so daß gerade noch ein gut wahrnehmbarer neutraler Strahl in den Beobachtungsraum trat. Dann ist (vgl. Fig. 12) kein dissoziierter positiver Anteil

---

[1]) Die Zeit, die ein Kanalstrahlion im Magnetfelde von 5 cm zubringt, ist sehr klein im Verhältnis zu den Zeiträumen, auf welche sich die Beobachtungen von Ehrenhaft erstrecken. Aber es muß auch während der Beschleunigung im Beobachtungsraum für die meisten Wasserstoffionen e/m dasselbe geblieben und für alle das gleiche sein, und das wäre höchst unwahrscheinlich, wenn e/m variieren würde.

[2]) Sitzungsber. Heid. Ak., 4. Abh., S. 9, 1910.

wahrzunehmen, gleichgültig, in welchem Gas wir den Versuch machten. Also ist tatsächlich auch in Wasserstoffgas unter diesen Bedingungen keine Dissoziation vorhanden, und das schien uns mehr maßgebend als Versuche, bei denen Dissoziation im Beobachtungsraum gefunden wurde, bei denen aber auch noch primär positive Teile in den Beobachtungsraum gelangten. Was wir damals nicht wußten, war die Tatsache, daß auch in Wasserstoffgas der neutrale Kanalstrahl, der bei unserer Anordnung in den Beobachtungsraum kam, nicht aus Wasserstoff bestand.

Das wurde uns klar, als wir später fanden, daß bei der üblichen Anordnung die durch magnetische Ablenkung leicht wahrnehmbare Dissoziation nur auf der Anwesenheit von Wasserstoff beruhte, und daß andererseits eine leicht wahrnehmbare Wasserstoffdissoziation, wenn im ganzen Kanalstrahl Wasserstoff kaum mehr nachzuweisen war — was bekanntlich erhebliche experimentelle Schwierigkeiten macht —, fehlte. Jetzt ist natürlich folgender Schluß naheliegend, wenn wir noch die von J. J. THOMSON aufgestellte Abhängigkeit der Neutralisationsgeschwindigkeit von dem Atomgewicht bzw. der Kanalstrahlengeschwindigkeit hinzunehmen: Wir haben bei unserem ersten Versuch vor der Kathode die Hauptmenge (bei dem damals verwandten geringen Druck im Entladungsraum auf mehr als 90 Proz. zu schätzen) der positiven Wasserstoffkanalstrahlen und einen großen Teil der Sauerstoffkanalstrahlen [1]) durch das Magnetfeld abgelenkt, daß sie nicht in den Beobachtungsraum gelangte. Der neutrale Kanalstrahl bestand aber fast nur aus schweren Atomen, die sich sehr rasch neutralisiert hatten, und die zum Teil aus dem Quecksilberdampf [2]), zum Teil aus den Kohlenwasserstoffen [2]) der Kitte gebildet waren. Für diese läßt sich eine Dissoziation, wenn vorhanden, wegen ihrer geringen Ablenkbarkeit nur schwer nachweisen. Daher hatten wir mit der ersten Versuchsanordnung in Wasserstoff keine Dissoziation gefunden. Die Fig. 12, 2 und 6 zeigen den Einfluß der Ver-

---

[1]) Bei den ersten Versuchen wußten wir noch nicht, wieviel Gas die Kathode absorbiert, das dann gerade bei hohem Vakuum abgegeben wird. Der von uns verwandte Wasserstoff war nur chemisch rein, bis der elektrische Strom durchging.

[2]) Diese Fehlerquellen sind später vermieden worden (vgl. Phys. ZS. **11**, 848, 1910).

schiebung des Magnetfeldes auf die Entfernung des Wasserstoffs aus dem neutralen Kanalstrahl und dadurch auf die Dissoziation.

In allen Fällen wurden um den Beobachtungsraum gekreuzte Magnete aufgestellt. Folgende Bilder sind bei gleichen Drucken und Potentialen aufgenommen: Fig. 12 ein Magnet vor der Kathode, keine Dissoziation. Fig. 2 ein Magnet an der Kapillare, schwache Dissoziation. Fig. 6 Magnete nur am Beobachtungsraum, starke Dissoziation.

Von Interesse schien auch die Frage, ob und bei welchen Drucken die Neutralisation die Dissoziation überwiegt oder umgekehrt. Man sieht aus den Figuren, daß bei den hier in Frage kommenden Drucken die Intensität des im ersten Magnetfelde dissoziierten Strahles (Strecke BH) erheblich kleiner als die (Strecke nB) im zweiten ist, obgleich die Dimensionen der Felder fast gleich waren. Ferner sieht man, daß von den im ersten Magnetfelde neutralisierten Teilen (Strecke nA) nur ein kaum merklicher Teil nach oben abgelenkt wird und das Viereck gewissermaßen ausfüllen würde. Also überwiegt die Neutralisation die Dissoziation. Bei diesen Drucken 0,002 bis 0,003 mm ist das Endverhältnis von positiv dissoziierten zu neutralen auf etwa 0,1 zu schätzen. Die Umladung geht ständig vor sich, stets nimmt die Geschwindigkeit hierbei, wenn auch nur sehr wenig, ab. Dieser Vorgang und außerdem die primäre Geschwindigkeitsabnahme sind um so stärker, je höher der Druck. Deshalb findet man bei höherem Druck im Entladungsraum, auch wenn das Vakuum im Beobachtungsraum vorzüglich ist, keine einheitliche Geschwindigkeit, sondern kontinuierlich abnehmende. Diese Erscheinung wird besonders deutlich, wenn $p_E > 5 \cdot 10^{-3}$.

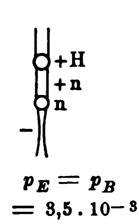
Da, wie unten gezeigt, die Geschwindigkeit des einmal dissoziierten (und neutralen) Kanalstrahles von Wasserstoff nur wenige Prozente kleiner als die des primären Strahles ist, können beim Ladungsaustausch an Wasserstoffionen nur negative Elektronen und bewegte Ionen beteiligt sein. Eine Anlagerung von ruhenden Gasionen ist ausgeschlossen.

Wir haben uns dann die Frage vorgelegt, welche Geschwindigkeit der dissoziierte Wasserstoffkanalstrahl, verglichen



Taf. I. Magnetische Ablenkungen.

Fig. 1.



$p_E = p_B$
$= 3{,}5 \,.\, 10^{-3}$

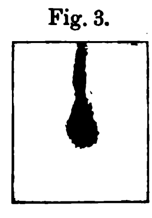
Fig. 2.



A
B

$p_E = p_B$
$= 2 \,.\, 10^{3}$

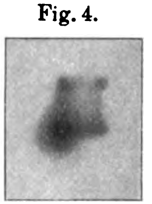
Fig. 3.

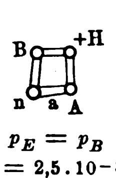


+ H
+ H_2
+ O
n

$p_E = p_B$
$= 2 \,.\, 10^{-3}$

Fig. 4.





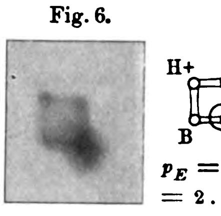
$p_E = p_B$
$= 2{,}5 \,.\, 10^{-3}$

Fig. 5.

H+
A
+O
n
B
–O

$p_E = 2 \,.\, 10^{-3}$
$p_B = 1 \,.\, 10^{-3}$

Fig. 6.

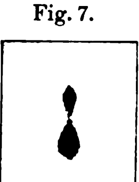


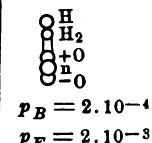
$p_E = p_B$
$= 2 \,.\, 10^{-3}$

n = neutraler Strahl.
H = positiver Wasserstoffstrahl.

$n B H$ = Geometr. Ort der im Beobachtungsraum dissoziierten Teile.
$n A H$ = Geometr. Ort der im Beobachtungsraum neutralisierten Teile.

Fig. 7.

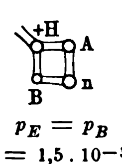




$p_B = 2 \,.\, 10^{-4}$
$p_E = 2 \,.\, 10^{-3}$

Fig. 8.





$p_E = p_B$
$= 1{,}5 \,.\, 10^{-3}$

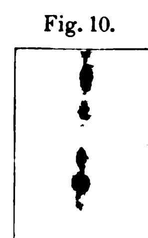
Fig. 9.

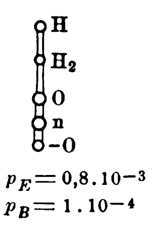


+H
+O
n
–O

$p_E = 1 \,.\, 10^{-3}$
$p_B = 5 \,.\, 10^{-4}$

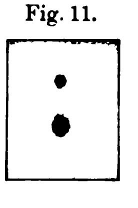
Fig. 10.

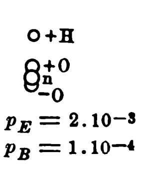




$p_E = 0{,}8 \,.\, 10^{-3}$
$p_B = 1 \,.\, 10^{-4}$

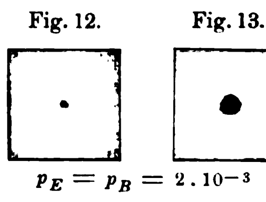
Fig. 11.





$p_E = 2 \,.\, 10^{-3}$
$p_B = 1 \,.\, 10^{-4}$

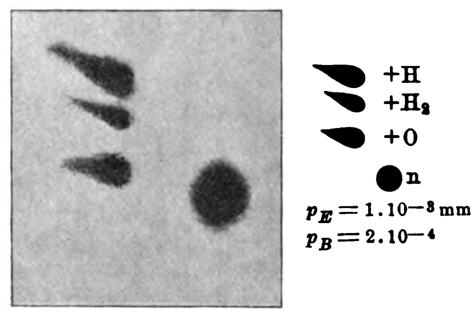
Fig. 12. Fig. 13.



$p_E = p_B = 2 \,.\, 10^{-3}$

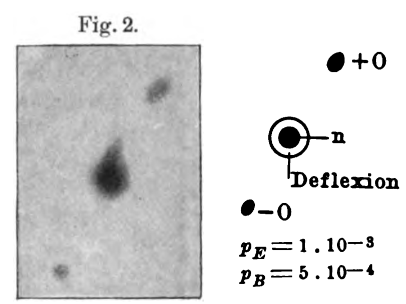
Taf. II. Elektrische und magnetische Ablenkungen.

Fig. 1.



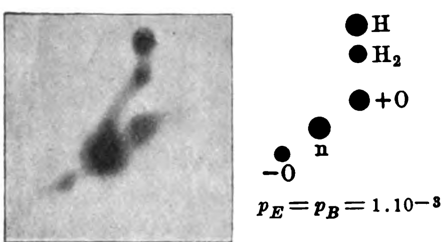
Kühlung mit CO_2. Luft in E und B.

Fig. 2.



Kühlung mit flüssiger Luft.
CO_2 im Entladungsraum. Luft in B.

Fig. 3.



CO_2 in E und B.
Kühlung mit flüssiger Luft.

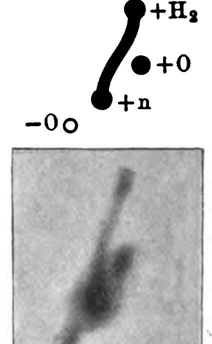
Fig. 4.

$+H_2$
+H
+O
+x
n
−O
$p_E = 1.10^{-3}$
$p_B = 5.10^{-4}$

CO_2 in E und B.
Kühlung mit flüssiger Luft.

Fig. 5.

$+H_2$
+O
+n
−O o



Nicht gekühlt.
Hg-Dampf im Beobachtungsraum.
$p_E = 1.10^{-3}$
$p_B = 1.10^{-4}$
(ohne Hg-Spannung)
CO_2 in E und B.

Fig. 6.

+H
$+H_2$
+O
n
−O
2 1



Kühlung mit CO_2. Luft in E und B. $p_E = 8.10^{-4}$, $p_B = 2.10^{-5}$. Hohlspiegelkathode. 2 Vorzugsstellen (1 und 2) der Ionisierung.

Fig. 7.

− n +

Elektrostatische Ablenkung bei $p_E = p_B = 1{,}7.10^{-3}$ Luft. Verteilung von mv^2 bei Hohlspiegelkathode. Kühlung mit CO_2.

mit der des primär positiven, hat, weil das von Bedeutung für die Annahme der Aufsplitterung der Atome bei Zusammenstößen ist. Ferner kann man daraus die Geschwindigkeitsgrenzen für den Hauptteil des neutralen Wasserstoffkanalstrahles angeben; diese müssen zwischen denen des positiven und dissoziierten liegen. Durch Messungen im elektrischen und im magnetischen Felde folgt, daß die Geschwindigkeit des einmal dissoziierten höchstens um 3 Proz. kleiner sein kann, als die des primären. Die Messungsresultate, welche die untere Grenze geben, sind folgende: Die Geschwindigkeit des primär positiven Teiles = 1 gesetzt, sind die des dissoziierten im Mittel a) 0,97, b) 0,99, c) 0,98, d) 1,00, e) 0,96.

Diese Tatsache läßt sich auf Fig. 4, 5, 6 mit einem Blick daraus ersehen, daß die Strecke nB nahezu $= AH$, und daß die Linien nBH und nAH sich an einer Stelle treffen, die gleichzeitig der Ort des primär positiven Strahles ist. Der das Leuchten bedingende[1]), nach unserer Ansicht neutrale Strahl hat, wie aus den Messungen des Dopplereffektes durch J. Stark, F. Paschen, B. Strasser u. a. folgt, eine um 5 bis 15 Proz. kleinere Geschwindigkeit, als dem Kathodenfall entspricht. Bei diesen Versuchen wurde leider die Geschwindigkeit des primär positiven Teiles mit Magnetfeld nicht gemessen. Man müßte für derartige Versuche die genauen Dimensionen der Entladungsröhre sowie Form und Material der Kathode kennen. Dann könnte man aus Weglängen und Druck im Entladungs- und Beobachtungsraum und der primären Potentialdifferenz die Geschwindigkeitsabnahme durch Zusammenstöße berechnen. Das ist bisher noch nicht geschehen. Die Geschwindigkeitsabnahme für die neutralen Teile scheint einem ähnlichen Gesetze wie dem für positive Teile gültigen zu folgen; daß es nicht genau das gleiche ist, folgt daraus, daß die Fig. 4, 5, 6, 8 statt Rechtecke oder Parallelepipede Rhomben sind.

Die Geschwindigkeit des dissoziierten Wasserstoffkanalstrahles war also nur wenig kleiner als die des

---

[1]) Wie schon a. a. O. betont, bewiesen die Versuche an Kanalstrahlen nicht, daß die neutralen Teile leuchten, wohl aber, daß Zusammenstöße von neutralen Teilen mit ruhenden Molekülen die Bedingungen des Leuchtens hervorrufen.

primär positiven Strahles und variierte mit diesem; das spricht nicht sehr für Aufsplitterung der Atome. Auch die eingangs, S. 1003, erwähnte Tatsache wäre damit schwer in Einklang zu bringen. Andererseits soll die Möglichkeit nicht in Abrede gestellt werden, daß sehr rasche Kathodenstrahlen beim Zusammenstoß Helium oder Wasserstoff erzeugen; nur bei den hier beobachteten Kanalstrahlen ($v < 3 . 10^8$) trifft das nicht zu.

Es muß noch erwähnt werden, daß mit dieser Anordnung merkliche Ablenkungen, die einem negativen Wasserstoffatom entsprechen, nicht erhalten werden, wenn die Wasserstoffkanalstrahlen in einem Raume entstanden und sich bewegten, der ein anderes Gas als Wasserstoff enthielt.

Kanalstrahlen bei hohem Vakuum und kurzen Wegstrecken im Entladungsraum.

Bei hohem Vakuum und kurzen Wegstrecken gelangt ein Teil der schwereren positiven Ionen, noch ehe er sich neutralisiert hat, in das elektrische und magnetische Feld und wird dadurch der Messung zugänglich. Auf diese Art erhält man mit Luft und nicht besonders gereinigten Metallkathoden die folgenden Ionen: Wasserstoffatom, Wasserstoffmolekül, Sauerstoffatom (positiv und negativ), wie das von W. Wien, J. J. Thomson, Gehrcke und Reichenheim, v. Dechend und Hammer nachgewiesen wurde. Wir haben nach unserer Methode diese Versuche wiederholt und dann untersucht, welche Ionen aus CO_2 erhalten werden, wenn Quecksilber und andere Dämpfe mit flüssiger Luft, fester Kohlensäure oder gar nicht entfernt wurden. Wenn die elektrostatischen Ablenkungen für alle Strahlen gleich groß sind, die Mittelpunkte der einzelnen Kreise also auf einer Geraden liegen, so sind die Messungen besonders einfach und genau. Das Rohr war vor den Versuchen mit CO_2 mit O_2 gefüllt worden.

Es seien in umstehender Tabelle einige Zahlen gegeben[1]).

---

[1]) E = Entladungsraum, B = Beobachtungsraum, p_E und p_B die entsprechenden Drucke.



Ionen	Elektrostat. Ablenkung	Magnet. Beob.	Ber.	Bemerkung
		Luft in E und B:		
+ H	9,4	12,9	—	Kühlung mit flüss. CO_2
+ H_2	9,45	8,7	9,1	$p_E = 1 . 10^{-3}$ mm
+ O	9,5	3,1	3,2	$p_B = 2 . 10^{-4}$
		Kohlensäure in E und B:		
+ H	4,05	13,4	—	Kühlung mit flüss. Luft
+ H_2	4,00	9,6	9,4	$p_E = 1 . 10^{-3}$
+ O	4,10	3,4	3,35	$p_B = 5 . 10^{-4}$
+ X	4,05	1,2	Atomgew. 120 [1]	
— O	4,10	3,2	3,35	
		Kohlensäure in E und B:		
H	2,95	11,7	—	$p_E = p_B = 1 . 10^{-3}$
H_2	3,0	8,2	8,2	Kühlung mit flüss. Luft
O	3,05	2,7	2,8	
— O	3,0	2,55	2,8	
		Stickstoffreiche Luft in E und B:		
H	3,3	11,7	—	Kühlung mit CO_2
H	3,2	8,3	8,3	$p_E = p_B = 1 . 10^{-3}$
+ O	3,2	2,8	2,9	
— O	3,4	3,0	2,9	
		Luft in E und B:		
H	4,5	15,6	—	Kühlung mit flüss. Luft
H_2	4.5	10,7	11,1	$p_E = 1 . 10^{-3}$
+ O	4,5	3,8	3,9	$p_B = 5 . 10^{-5}$
— O	4,6	3,7	3,9	

In Übereinstimmung mit W. Wien[2]) und E. Gehrcke und O. Reichenheim[3]) haben wir also positive und negative O-Ionen im Kanalstrahl erhalten.

Die positiven O-Ionen sind, wie aus folgenden Beobachtungen wahrscheinlich ist, das primäre; die negativen O-Ionen treten durch Dissoziation auf. Darauf, daß die positiven Sauerstoffstrahlen Kohlenstoff sein könnten, haben H. v. Dechend und

---

[1]) Dieser Fleck war sehr schwach, die Messung ist unsicher.
[2]) W. Wien, Phys. ZS. 11, 377, 1910.
[3]) E. Gehrcke und O. Reichenheim, ZS. f. Elektrochem. 16, 583, 1910.

W. Hammer, die bei Einführung von Sauerstoff und Feuchtigkeit keinen positiven Sauerstoff-Kanalstrahl gefunden haben, hingewiesen. Die Resultate der vorigen und anderer Messungen zeigen, daß positiver Sauerstoff in unserem Falle stets, negativer meist vorhanden war. Wenn das Vakuum im Beobachtungsraum sehr hoch ist, ist, wie wir festgestellt haben, die Sauerstoffdissoziation jedenfalls sehr klein. Der gleich am Anfang des Beobachtungsrohres vorhandene negative Sauerstoff ist also nicht primär, sondern durch Dissoziation des entweder vor der Kathode oder in der Kapillare bereits neutralisierten Sauerstoffs entstanden. Für die letztere Annahme spricht, daß bei unseren Versuchen gleichzeitig mit dem negativen Anteil stets ein positiver Anteil gleicher Geschwindigkeit auftrat. Die Intensitätsverhältnisse sind aus den Photos zu ersehen. Der positive Anteil könnte allerdings zum Teil ebenfalls sekundär sein. Er wird, wenn man die Analogie mit Wasserstoff, an dem wir genauere Messungen durchgeführt haben, für richtig hält, nur sehr wenig geringere Geschwindigkeit als der primär positive Anteil haben. Primäre negative Kanalstrahlen scheinen uns wenig wahrscheinlich, da sie ja gegen das elektrische Feld ihre Geschwindigkeit erlangen müßten. Daß, wie W. Wien[1]) gefunden hat, die Kühlung mit flüssiger Luft am Entladungs- und Beobachtungsraum den negativen Sauerstoff beseitigt, ließe sich vielleicht durch die Erhöhung des Vakuums im Entladungsraum und damit Zurückdrängen der Dissoziation erklären; das Überwiegen des negativen Sauerstoffs scheint uns in Übereinstimmung mit W. Wien auf weniger gutes und nicht auf besseres Vakuum zu deuten; es war besonders stark, wenn Hg-Dampf zugegen war (vgl. Taf. II, Fig. 5), fehlte in Luft bei geringem Druck (vgl. Fig. 1), trat bei höherem Druck in Luft und außerdem stets in CO_2 auf. Den Mechanismus der Entstehung des negativen Sauerstoffs könnte man sich folgendermaßen denken: Positive O-Ionen werden neutralisiert, ihre Geschwindigkeit sinkt demgemäß ein wenig. Die chemische Affinität bei der Bildung des Moleküls ist groß und demgemäß werden zwei neutrale Sauerstoffatome leicht zu einem Molekül mit gleicher Geschwindigkeit sich verbinden.

[1]) W. Wien, l. c. S. 378.

Dieses kann bei einem Zusammenstoß sich in ein negatives und positives Ion spalten, wobei wieder etwas Geschwindigkeit verloren geht.

Unsere Dissoziationsversuche an Wasserstoff zeigen, daß auch die dissoziierten Strahlen eine ziemlich einheitliche Geschwindigkeit haben können. Ein scharfer Fleck ist also noch kein Kriterium für primäre Entstehung. Man wird demgemäß leicht ein etwas zu niedriges, nicht aber ein zu hohes Atomgewicht finden können. Ein Anzeichen für teilweise sekundäre Entstehung von positiven Flecken dürfte das Auftreten von ähnlich gelegenen negativen sein.

Das Dissoziationsdiagramm des Sauerstoffs ist auf den Reproduktionen der Photographien (Taf. I) nicht deutlich zu erkennen. Im Original zeigt es die gleichzeitig positive und negative Dissoziation und außerdem die Neutralisation des Sauerstoffs. Die Geschwindigkeiten der positiven und negativen dissoziierten Ionen sind kaum geringer als die der primären.

Ionen	Elektrostat. Ablenkung	Magnet. Beob.	Ber.	Bemerkung
H	3,5	16	—	Kühlung mit flüss. Luft
+ H_2	3,4	11,4	+ 11,2	$p_B = 1{,}2 . 10^{-3}$ mm
+ C (?)	3,4	4,6	+ 4,5	$p_E = 5 . 10^{-5}$
+ O	3,5	4,1	+ 4,0	
— O	3,55	— 4,1	— 4,0	
— O	3,8	— 7,5	—	
+ Hg	3,7	+ 2,0	+ 2,1	
+ O_2 (?)	3,7	+ 5,4	+ 5,3	
+ O	3,7	+ 7,5	+ 7,5	
+ C (?)	3,7	+ 8,3	+ 8,6	
— O	3,65	— 8,4	—	
+ Hg	3,7	+ 2,5	+ 2,4	
+ O_2	3,6	+ 5,8	+ 6,0	
+ O	3,6	+ 8,4	+ 8,4	
+ C (?)	3,6	+ 9,5	+ 9,7	
— O	3,8	— 8,0	—	
+ O	3,8	+ 8,0	+ 8,0	
+ N (?)	3,8	+ 8,8	+ 8,6	

Als wir nach den Versuchen mit Kohlensäure und Quecksilberdampf die Röhre mit atmosphärischem Stickstoff und Argon füllten und dabei gut mit flüssiger Luft kühlten, traten die vorstehenden Ionen auf.

Nur Sauerstoff zeigte merklich negative Ionen. Die Tatsachen stimmen mit den Beobachtungen von W. Wien über das Auftreten starker Sauerstoffkanalstrahlen in Joddampf und weisen darauf hin, daß Spuren beigemengter Gase im Entladungsraum besonders stark ionisiert bleiben. Die Kohlenstoffkanalstrahlen, die v. Dechend und Hammer gefunden haben, sind auch nach unseren Messungen wahrscheinlich vorhanden.

Einfluß von Quecksilberdampf und Kohlensäure auf die Vorgänge im Kanalstrahl.

Wir haben ferner uns ein Bild davon zu verschaffen gesucht, wie weit leichtere oder schwerere Gase im Beobachtungsraum auf die Vorgänge im Kanalstrahl (Neutralisation, Dissoziation usw.) einwirken. Für Quecksilberdampf läßt sich aus den exakten Messungen von M. Knudsen [1]), die mit der Formel von H. Hertz übereinstimmen, die Dampfspannung für die in Betracht kommenden Temperaturen angeben. Für CO_2 läßt sich der Druck direkt mit dem Manometer nach Mac Leod messen, für Wasserdampf ebenfalls, wenn man die Vorsichtsmaßregel gebraucht, daß die Druckdifferenz bei der Schlußmessung nicht größer als etwa 5 mm ist. Es zeigte sich dann, daß cet. par., je schwerer das Gas ist, um so stärker die Streifen auf der Photographie sind, die den Umladungen von Wasserstoff und Sauerstoff entsprechen.

Man vergleiche Taf. II, Fig. 2, 4, 5, wobei CO_2 im Entladungsraum bei $1 . 10^{-4}$ mm Druck war. Im Beobachtungsraum ist bei 2 Luft mit $p = 5 . 10^{-4}$; bei 4 Kohlensäure mit $p = 5 . 10^{-4}$; bei 5 Quecksilberdampf mit $4 . 10^{-4}$ und Kohlensäure mit $1 . 10^{-4}$. Ebenso tritt der negative Sauerstoff dann um so stärker hervor. Wir haben je drei derartige Aufnahmen mit den drei verschiedenen Gasen im Beobachtungsraum gemacht und immer das gleiche

---

[1]) M. Knudsen, Ann. d. Phys. (4) 29, 184, 1910.

Resultat erhalten. Für die photometrische Vergleichung müssen die Streifen auf gleiche Flächen umgerechnet und mit der Intensität des neutralen und positiven verglichen werden.

Einige Einwirkungen der Kanalstrahlen.

E. GOLDSTEIN hat gefunden, daß die Kanalstrahlen Gold, welches auf Metallplatten elektrolytisch niedergeschlagen war, beim Aufprallen entfernen und um die Auftreffstelle anhäufen, ähnlich wie wenn eine Kugel in Erde geschossen wird. Herr KUTSCHEWSKI und der Verfasser wollten genauer untersuchen, ob das eine chemische oder mechanische Wirkung ist, und ob sie dem positiven oder neutralen Strahl eigen ist. Gold und Platin wurde aus Lösungen nach RÖSSLER und BERGEAT auf Glas niedergeschlagen, auf dem es bekanntlich zusammenhängende, ablösbare, äußerst dünne, gasfreie Schichten von 50 $\mu\mu$ und darunter bildet.

Da zeigte sich auch nach stundenlanger Exposition gegen sehr starke Kanalstrahlen nicht die geringste Wirkung. Eine chemische Reaktion liegt also dem Versuch von GOLDSTEIN nicht zugrunde. Auch ein direkt mechanischer Einfluß auf die kleinsten Teile scheint nicht sehr wahrscheinlich, sondern das Verfahren, nach dem die Schichten niedergeschlagen werden, scheint ausschlaggebend zu sein.

Wir haben ferner die Reichweite der Kanalstrahlen in photographischen Schichten noch genauer zu bestimmen gesucht. Bei unseren ersten Versuchen hatten die Kanalstrahlen durch eine Lackschicht (Dichte etwa 1) von einigen μ Dicke noch eine photographische Wirkung hervorgebracht. Die Lackschicht schien unter dem Mikroskop mit 1000facher Vergrößerung kontinuierlich. Es scheint aber, daß die Grenze noch tiefer liegt. Wir haben durch eine Gelatineschicht von 0,1 μ keine photographische Wirkung mehr erhalten können. Eine Gelatineschicht bietet aber größere Sicherheit für kontinuierlichen Zusammenhang als eine Lackschicht. Die Eindringungstiefe in die photographische Schicht, wenn keine Gelatineschicht darüber lagert, ist auch sehr klein, kann aber wegen der Einwirkung des Entwicklers noch kein sicheres Maß für die Reichweite geben.

Einfluß von Kathode und Röhre auf die Kanalstrahlen.

Die Form der Kathode und der Röhre ist von Einfluß auf die Geschwindigkeit der Strahlen. Mit ebener Kathode und bei gleichmäßiger Röhrenweite von 4 cm erhält man bei gutem Vakuum im Entladungsraum ein scharfes Bild (vgl. Taf. I, Fig. 1·1) einer bestimmten Geschwindigkeit entsprechend. Die Strahlen durchlaufen also alle das gleiche Potentialgefälle und haben denselben Ausgangspunkt.

Anders verhalten sich die Strahlen bei Hohlspiegelkathode bei hohem Vakuum des Entladungsraumes. Diese gibt zwei bevorzugte Ausgangspunkte (Ionisierungsstellen), die verschiedenes, aber für Wasserstoff und Sauerstoff gleiches mv^2 besitzen (vgl. II, Fig. 6)[1]). Von den zwischen beiden Punkten liegenden Stellen gehen ebenfalls Kanalstrahlen aus, daher sind auf der Photographie beide Kreise durch einen schwarzen Streifen verbunden. Auf der Reproduktion ist das für Sauerstoff nicht so gut zu sehen, da dessen Kanalstrahl eine geringere photographische Gesamtenergie hat. Die beiden Punkte mit geringerem mv^2 für Wasserstoff und Sauerstoff entsprechen aber nicht den dissoziierten Teilen, da diese, wie S. 1008 durch direkte Beobachtung gezeigt, keine wesentlich geringere Geschwindigkeit als die primären besitzen, und da die Erscheinung nur bei Hohlspiegelkathode und nur bei hohem Vakuum, wo gerade die Dissoziation schwach ist, auftritt.

Keinen wesentlichen Einfluß auf die Geschwindigkeit und Stärke der Kanalstrahlen hat das Metall der Kathode, wenn man durch starkes Erhitzen und längeren Stromdurchgang die Gase vorher ausgetrieben hat. Wir haben Eisen, Messing und Aluminium angewandt.

Entstehungsort der Kanalstrahlen.

In gutem Vakuum $p < 1 . 10^{-2}$ mm erhält man bei einer bestimmten Form und Größe des Entladungsrohres dieselbe Gestalt

---

[1]) Diese Figur hat einige Ähnlichkeit mit der von J. J. Thomson, l. c. S. 759 abgebildeten.



des Kanalstrahles vor und hinter der Kathode, gleichgültig, ob die Kathode ein Ring, eine dünne Platte mit kleiner oder großer Öffnung ist oder einen sehr langen Kanal besitzt. Die Strahlen entstehen, wie gezeigt wurde [1]), frei im Raum. E. GOLDSTEIN [2]) hat sehr interessante Anordnungen und Versuche beschrieben, aus denen er aber schließt, daß die Entstehung des Kanalstrahles mit der Form der Öffnung in der Kathode zusammenhängt.

Hier sei nur die Natur der von GOLDSTEIN entdeckten leuchtenden S_1-Strahlen [3]) kurz besprochen. Magnetisch sind sie nach unseren Versuchen genau in der Richtung wie die Kanalstrahlen hinter der Kathode ablenkbar, müssen also, wenn positiv geladen, sich in derselben Richtung wie die Kanalstrahlen fortpflanzen. Wir haben ferner beobachtet, daß an dem Ort, wo sie auf eine Messingkathode auftreffen oder wo sie nach GOLDSTEIN entstehen, eine rötliche Fluoreszenz leuchtet. Ferner haben F. PASCHEN und B. STRASSER den Dopplereffekt in diesen S_1-Strahlen gesehen, der eine Geschwindigkeit nach der Kathode hin ergibt. Als Beweis für eine Bewegung von der Kathode nach der Anode bleibt eigentlich nur die Schattenwirkung. Diese könnte aber darauf zurückgeführt werden, daß die erzeugenden Kathodenstrahlen durch den Schirm abgehalten werden, und daß deshalb die S_1-Strahlen dort ausbleiben. Warum die leuchtenden S_1-Strahlen zum Teil scheinbar magnetisch ablenkbar sind, die leuchtenden Kanalstrahlen aber nicht, haben wir a. a. O. auseinandergesetzt.

Dieser Teil der S_1-Strahlen ist ferner ganz unabhängig davon, ob eine Öffnung in der Kathode sich befindet. Wo die S_1-Strahlen vor der Kathode fehlen, sind auch keine Kanalstrahlen hinter der Kathode. Umgekehrt treten stets Kanalstrahlen auf, wenn die S_1-Strahlen die Kathode durchsetzen können. Alles das scheint uns dafür zu sprechen, daß ein Teil, und zwar bei Drucken unter 0,005 mm der intensiver leuchtende Teil, der S_1-Strahlen und die Kanalstrahlen jedenfalls identisch sind.

---

[1]) Sitzungsber. Heid. Ak., 13. Abh., S. 9, 1910.

[2]) E. GOLDSTEIN, Verh. d. D. Phys. Ges. 3, 198, 1901.

[3]) Die Farbe des Lichtes ist je nach der Natur des Gases verschieden, in Wasserstoff rosa, in Sauerstoff rötlich, in Stickstoff violett, in Quecksilber bläulichgrau usw.

Außer den Kanalstrahlen scheinen allerdings vor der Kathode unter bestimmten Versuchsbedingungen auch noch S_1-Strahlen von der Kathode auszugehen, die den von GOLDSTEIN angegebenen Bewegungssinn besitzen. Die K_1-Strahlen treten an der Anode auf, gehen von der Kathode aus und ein Teil ist unter gewöhnlichen Versuchsbedingungen magnetisch nicht ablenkbar. Die Eigenschaften des ablenkbaren Teiles sind von VILLARD, namentlich aber von J. J. THOMSON, genauer festgestellt worden.

Über Absorption in leuchtendem Wasserstoff;
von Rudolf Ladenburg.

(Eingegangen am 14. November 1910.)

---

1. Veranlaßt durch die letzte Veröffentlichung des Herrn PFLÜGER[1]) komme ich hier nochmals auf die Diskussion über den Nachweis der Absorption in leuchtendem Wasserstoff zurück, gehe aber nur auf die wesentlichen und sachlichen Bemerkungen des Herrn PFLÜGER ein, denen ich nicht zustimmen kann; Persönliches scheint mir in eine wissenschaftliche Diskussion nicht hineinzugehören[2]).

Die sachliche Divergenz des Standpunktes des Herrn PFLÜGER und des meinen beruht darauf, daß Herr PFLÜGER der Ansicht ist, die Frage nach der Absorption des Wasserstoffs sei nach Ausführung seiner Versuche[3]) erledigt gewesen. Nach meiner Ansicht dagegen war es zur Aufklärung des Absorptionsvorganges und zum Studium der Eigenschaften des absorbierenden Wasserstoffs notwendig, in einem Geißlerrohr Absorption fremden Lichtes nachzuweisen, das, außerhalb des Absorptionsrohres entstanden, dasselbe durchsetzt[4]); denn gerade alle derartigen Versuche von HITTORF[5]), CANTOR[6]), LILIENFELD[7]) und auch von PFLÜGER[8]) hatten keine nachweisbare Absorption ergeben.

---

[1]) Diese Verh. 12, 719, 1910.

[2]) Herr PFLÜGER verzichtet auf eine weitere Polemik und verweist auf seine Notiz in diesen Verh. 12, 719, 1910, in der sein Standpunkt genügend charakterisiert sei. Der Herausgeber.

[3]) A. PFLÜGER, Ann. d. Phys. (4) 24, 515, 1907.

[4]) Vgl. die erste Seite meiner ersten Veröffentlichung hierüber, diese Verh. 10, 550, 1908.

[5]) W. HITTORF, Wied. Ann. 7, 289, 1879.

[6]) M. CANTOR, Ann. d. Phys. (4) 1, 462, 1900.

[7]) J. LILIENFELD, diese Verh. 8, 637, 1906.

[8]) A. PFLÜGER, l. c. (Anm. 2), S. 516—519.

Herr PELÜGER verwandte nämlich bei seinen ersten quantitativen Messungen [1]) als Lichtquelle ein mit dem „Absorptionsrohr" synchron erregtes Geißlerrohr [2]), konnte jedoch keine Absorption nachweisen, da er bei diesen Versuchen keine Kondensatorentladungen benutzte [3]). Bei seinem Versuch mit Leidener Flaschen [4]) andererseits, bei dem Herr PFLÜGER Umkehr der Wasserstofflinien beobachtete, bildeten emittierender und absorbierender Wasserstoff eine zusammenhängend leuchtende Strombahn, wie bei allen Selbstumkehrversuchen. Ebensowenig enthalten seine Kontrollversuche mit jener, so hervorgehobenen „dritten Elektrode" [5]) den Nachweis der Absorption an zwei getrennt leuchtenden Strombahnen; denn mittels dieser „dritten Elektrode" hat Herr PFLÜGER nur jeden der beiden Teile seines Rohres einzeln und für sich erregt und so nachgewiesen, daß Umkehr allein bei Erregung des ganzen Rohres eintritt, wenn jene „dritte Elektrode" unbenutzt bleibt. Diese Versuche mit der dritten Elektrode hätte ich in meiner ersten Veröffentlichung ausdrücklich hervorgehoben, wenn ich sie für einwandfrei hätte halten können [6]), wenn also Herr PFLÜGER nicht erst jetzt [7]), sondern bereits bei Ausführung jener Versuche, ebenso wie bei den quantitativen Versuchen die Verwendung von Hilfsröhren, die den stromlosen Rohrteilen äquivalent waren, erwähnt hätte.

---

[1]) Von Herrn PFLÜGER jetzt (l. c., S. 720) als Versuche 2a bezeichnet; auf diese Versuche allein bezog sich — was ich leider hinzuzufügen vergaß — die in den Jahresber. d. Schles. Ges. f. vaterl. Kultur 1909, Naturw. Sekt., S. 114 gemachte Anm. 2, die Herr PFLÜGER jetzt (l. c., S. 719) als „direkt unrichtiges Zitat" bezeichnet; daß Herr PFLÜGER bei seinen anderen Versuchen (mit Leidener Flaschen, vgl. Anm. 4) Umkehr beobachtete, habe ich verschiedentlich erwähnt (z. B. diese Verh. **10**, 560, 1908) und nie bestritten.

[2]) Nachdem PRINGSHEIM (Ann. d. Phys. (4) **2**, 199, 1900) und KAYSER (Handbuch der Spektroskopie II, 184, 1902) darauf hingewiesen hatten, daß man mit einer kontinuierlich leuchtenden Lichtquelle Absorption in einem diskontinuierlich leuchtenden Geißlerrohr nicht nachweisen könne.

[3]) Die Bedeutung der Leidener Flaschen und der hohen Stromdichten ist bereits von Herrn PFLÜGER erkannt worden (Ann. d. Phys. (4) **24**, 523, 1907) und wurde von mir später quantitativ erwiesen (l. c., S. 557).

[4]) Von Herrn PFLÜGER jetzt (l. c., S. 720 u. f.) als Versuche 2b bezeichnet.

[5]) l. c., S. 721.

[6]) Vgl. diese Verh. **12**, 551, 1910.

[7]) l. c., S. 722—723.

Gegenüber diesen Versuchen habe ich als Erster in einem Geißlerrohr Absorption quantitativ[1]) messen können und habe als Erster die Absorption einer Lichtquelle nachgewiesen[2]), deren Licht außerhalb des Geißlerrohrs erzeugt dies Rohr durchdringt, und dies allein ist der Anspruch, den ich bezüglich des Nachweises der Absorption für mich erhebe.

Herr PFLÜGER schreibt mir freilich einen ganz anderen „Prioritätsanspruch“ zu. Er schreibt[3]): „Herr LADENBURG begründet nun seinen Prioritätsanspruch folgendermaßen. Er zitiert meine negativen Resultate 2a. Diesen gegenüber hätten seine eigenen Versuche „zum ersten Mal“ den Nachweis der „Absorption erbracht“[4]). Das habe ich nie behauptet. Absorption haben nach meiner Ansicht schon LIVEING und DEWAR[5]) vor 27 Jahren in ihren „Selbstumkehrversuchen“ nachgewiesen. An der betreffenden Stelle[6]) schreibe ich vielmehr: „Meine oben zitierten Versuche nun brachten zum ersten Mal den Nachweis der Absorption von Licht, das, außerhalb eines Geißlerrohrs erzeugt,

---

[1]) Zunächst erbrachte ich den quantitativen Nachweis der Absorption an zwei getrennten Röhren; zur Vereinfachung der Messung wurden dann die quantitativen Versuche über Einfluß des Druckes usw. an einem einzigen Rohr ausgeführt, aber mit räumlich getrennten Strombahnen als emittierende und absorbierende Wasserstoffschichten — also auch nicht, wie Herr PFLÜGER behauptet, mit der von ihm angegebenen Röhrenform, sondern mit einer Röhre, die, abgesehen von anderen Unterschieden, zum mindesten natürlich 4 Elektroden enthielt [vgl. Fig. 1 meiner Arbeit, diese Verh. **10**, 551, 1908 und Fig. 3 der PFLÜGERschen, Ann. d. Phys. (4) **24**, 520, 1907].

[2]) Durch die in der vorhergehenden Anmerkung erwähnten Versuche und durch Erzeugung des Absorptionsspektrums des Wasserstoffs im „kontinuierlichen“ Spektrum jener Lichtquelle.

[3]) l. c., S. 720—721.

[4]) Zu den darauf folgenden Sätzen des Herrn PFLÜGER bemerke ich, daß Herr PFLÜGER auf die Bedeutung der Kondensatorentladungen für merkliche Absorption in der Tat vor mir hingewiesen hat und daß eine entsprechende Bemerkung bei meinen quantitativen Untersuchungen dieser Frage fehlt. Aber die hier von Herrn PFLÜGER angeführten Sätze meiner Abhandlung erwecken nur dadurch, daß Herr PFLÜGER wiederum Worte und Sätze aus dem Zusammenhang fortließ (cf. l. c. bzw. diese Verh. **12**, 552, 1910), den Eindruck, als ob ich den Prioritätsanspruch erhoben, daß ich die Kondensatorentladungen bei Umkehrversuchen an Wasserstoff eingeführt hätte; dies habe ich aber natürlich niemals behauptet.

[5]) Proc. Roy. Soc. **35**, 74, 1883.

[6]) Diese Verh. **12**, 552, 1910.

dasselbe durchsetzt, und den Nachweis der Absorption in Wasserstoff niedrigen Drucks." Durch willkürliches Fortlassen der hier gesperrt gedruckten Worte, die gerade den durch meine Versuche erbrachten Fortschritt kennzeichnen, entstellt Herr PFLÜGER meine Behauptung, so daß sie leicht zu widerlegen ist. Eine derartige Diskussion fällt aber bereits unter das von SCHOPENHAUER in seiner eristischen Dialektik[1]) aufgestellte siebente Stratagem, „die Erweiterung".

2. Auf meine späteren Versuche und Schlüsse[2]) über das Verhältnis E/A der „Wasserstoffstreifen" brauche ich nicht noch einmal zurückzukommen, da Herr PFLÜGER in seiner weiteren Kritik meiner Arbeiten (l. c., S. 723 u. 724) nichts Sachliches mehr gegen meine Messungen vorbringt[3]).

3. Was schließlich die Versuche von JAKOBI[4]) an leuchtendem Natriumdampf betrifft, so habe ich auf dieselben in meiner Arbeit bereits ausführlich hingewiesen[5]) und hinzugefügt: „ob diese Beobachtungen auf dieselbe Weise zu erklären sind, wie sich meiner Meinung nach die Beobachtungen am Wasserstoff erklären lassen, müssen weitere Versuche zeigen". An der betreffenden Stelle meiner Arbeit[6]) ist noch keine Literaturangabe gemacht, da die JAKOBIsche Veröffentlichung bei Abfassung meiner Arbeit noch nicht erschienen war. Vielmehr habe ich die JAKOBIsche Notiz am gleichen Tage der Deutschen Physikalischen Gesellschaft überreicht, an dem ich meine Versuche vorgetragen habe (diese Verh. **11**, 720, 1909); abgedruckt ist jene Notiz in dem meiner Arbeit vorangehenden Hefte. Nach Feststellung dieser Tatsachen erübrigt sich ein weiteres Eingehen auf die PFLÜGERschen Bemerkungen, wie „abgedruckt in einem der LADENBURGschen Notiz

---

[1]) A. SCHOPENHAUER, Parerga u. Paralipomena II, 6. Band der BROCKHAUS-Ausgabe 1908, S. 30, 31.

[2]) Diese Verh. **12**, 54 u. 549, 1910.

[3]) Wenigstens kann ich keine sachliche Bemerkung darin sehen, daß Herr PFLÜGER z. B. gelegentlich die von mir benutzte Lichtquelle als den „bedenklichen Punkt der Versuchsanordnung" bezeichnet, — nachdem meine quantitativen Messungen die genügende Konstanz der Lichtquelle über die Breite der Wasserstoffstreifen erwiesen haben.

[4]) W. JAKOBI, diese Verh. **12**, 5, 1910.

[5]) Diese Verh. **12**, 67, 1910.

[6]) Vgl. hierzu auch die Versuche von F. KURLBAUM u. G. SCHULZE, diese Verh. **8**, 239, 1906, spez. S. 243.

vorangehenden Hefte dieser Zeitschrift", durch welche in dem Leser der Glaube erweckt werden muß, ich hätte die Veröffentlichung des Herrn JAKOBI verheimlichen wollen oder dergleichen.

In der Tat sind die JAKOBIschen Versuche, wie Herr PFLÜGER aus meiner Anmerkung richtig entnommen hat, nicht als abgeschlossen zu betrachten, und dies geht ebenso deutlich aus dem Text jener Notiz hervor. Gerade deshalb erklärte ich es für verfrüht, bestimmte Schlüsse aus diesen Versuchen über das Verhältnis E/A der Natriumstreifen zu ziehen. Auch sind diese Versuche keineswegs viel einwandfreier als die meinen an Wasserstoff — wie Herr PFLÜGER behauptet; vielmehr kompliziert die Inhomogenität der Temperatur und Helligkeit der Natriumflamme, besonders in dem verwendeten BECKMANN-Brenner, die Erscheinung außerordentlich — gerade gegenüber den von mir untersuchten, ganz homogen leuchtenden Wasserstoffschichten.

Bei Fortsetzung der JAKOBIschen Untersuchungen im hiesigen Institut wird auch die Frage nach dem Verhältnis E/A im Bereich verschiedener Spektralstreifen, speziell der Einfluß der Inhomogenität der Flamme usw. ausführlich diskutiert werden.

Breslau, Physikalisches Institut der Universität, Nov. 1910.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

12. Jahrg. **15. Dezember 1910.** **Nr. 23.**

Sitzung vom 2. Dezember 1910.

Vorsitzender: Hr. F. Kurlbaum.

Hr. **R. W. Wood** spricht über

1. Photographie mit unsichtbaren Strahlen.
2. Optische Eigenschaften von Metalldämpfen.

Ferner berichtet Hr. **J. Franck** über den
Einfluß von elektronegativen und chemisch trägen Gasen auf die Fluoreszenz in Joddampf (nach gemeinsam mit Hrn. R. W. Wood angestellten Versuchen).

Zur Veröffentlichung in den Verhandlungen der Gesellschaft sind folgende Mitteilungen eingegangen:

Von Hrn. **Joh. Koenigsberger** und **K. Kilchling:** Beobachtungen an Kanalstrahlen (schon abgedruckt S. 995—1017).

Von Hrn. **R. Pohl** und **P. Pringsheim:** Eine Beziehung zwischen chemischer Affinität und den lichtelektrischen Effekten des Kaliums in Verbindungen.



Von Hrn. **Max Hammer:** Untersuchungen über HERTZsche stehende Schwingungen in Luft (eingesandt von Hrn. E. DORN).

Von Hrn. **M. v. Pirani:** 1. Über optische Temperaturmessungen.

2. Notiz über das Absorptionsvermögen der Auermasse.
3. Über zwei Rechentafeln zum Gebrauch bei optisch-pyrometrischen Messungen.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. WALTER KOSSEL, Assistent am Physikalischen Institut der Universität, Heidelberg, Akademiestraße 3.
(Vorgeschlagen durch Hrn. K. STRECKER.)

Hr. Dr. E. ROHLF, Assistent an der Technischen Hochschule, München, Dachauerstraße 45.
(Vorgeschlagen durch Hrn. O. KNOBLAUCH.)

Hr. stud. phil. F. ECKERT, Berlin NW. 7, Reichstagsufer 7/8.
(Vorgeschlagen durch Hrn. H. RUBENS.)

Bemerkungen zur Stokesschen Formel; von Max Reinganum.

(Eingegangen am 17. November 1910.)

Die folgende Betrachtung ist vielleicht wegen der Anwendungen, die die Formel von STOKES[1]) neuerdings zur Bestimmung sehr kleiner Teilchengrößen fand, nicht ohne allgemeineres Interesse und möge als ein Beitrag zu den interessanten Diskussionen angesehen werden, die sich an die Versuche von Herrn EHRENHAFT angeknüpft haben.

Die Gültigkeit der sogenannten STOKESschen Formel ist, was die zulässige Kugelgröße anbetrifft, nach oben und unten beschränkt. Nach oben hängt der zulässige Kugelradius von der Dichte des Mediums und auch von der Geschwindigkeit der Kugel ab; der Grund ist die sonst notwendige Berücksichtigung der Trägheit der Flüssigkeit. Hierüber existieren Untersuchungen von WHITEHEAD und ROWLAND (letztere in seinen nachgelassenen Papieren enthalten), sodann namentlich von Lord RAYLEIGH[2]). Nach letzterem darf $\frac{v.a.\varrho}{\mu}$ nicht größer als etwa 0,005 sein, damit die Formel von STOKES anwendbar ist. v bedeutet die Geschwindigkeit, a den Radius der Kugel; ϱ die Dichte des Mediums, μ dessen Reibungskoeffizienten. Für Kugeln in Luft ($\varrho = 0{,}0013$; $\mu = 0{,}000\,19$) darf daher $v.a$ nicht mehr als 0,001 betragen, damit die Trägheitsglieder zu vernachlässigen sind. Wassertröpfchen, die in Luft unter dem Einfluß der Schwerkraft fallen, dürfen daher keinen größeren Radius als ungefähr 10^{-2} cm haben, damit die Formel von STOKES anwendbar bleibt.

Andererseits dürfen die Kugeln auch nicht zu klein sein, da sonst die G l e i t u n g zu berücksichtigen ist. Ohne Gleitung lautet die STOKESsche Formel:

$$K = 6\pi\mu.a.v, \tag{1}$$

---

[1]) Siehe KIRCHHOFF, Vorlesungen über Mechanik. 26. Vorl. Leipzig 1897.

[2]) Lord RAYLEIGH, Phil. Mag. (5) **36**, 365, 1893. Experimentelle Diskussion der Formel s. bei ZELENY und MC KEEHAN, die Endgeschwindigkeit des Falles kleiner Kugeln in Luft, Phys. ZS. **11**, 78, 1910.

wenn K die auf die Kugel wirkende Kraft ist und die übrigen Buchstaben die schon genannte Bedeutung haben, mit Berücksichtigung der Gleitung dagegen nach LAMB[1]):

$$K = 6\pi\mu a v \frac{1 + 4\frac{\mu}{\vartheta a} + 6\left(\frac{\mu}{\vartheta a}\right)^2}{\left(1 + \frac{3\mu}{\vartheta a}\right)^2}, \tag{2}$$

wo ϑ den Koeffizienten der äußeren Reibung bezeichnet. Je kleiner der Radius a ist, um so mehr kommt somit die Gleitungskorrektion in Betracht. Für $\frac{\mu}{\vartheta a} = \infty$ geht 2) in 1) über, jedoch mit dem Zahlenfaktor 4 statt 6, so daß hierdurch der maximale Einfluß der Gleitung bei Gültigkeit von 2) gegeben ist. Die Größe $\frac{\mu}{\vartheta}$ wird in der kinetischen Gastheorie als Gleitungskoeffizient bezeichnet und ist, wenn das Medium ein Gas ist, von der Größenordnung der mittleren Weglänge l desselben[2]). Ist daher der Radius der Kugel von der Größenordnung der mittleren Weglänge des umgebenden Gases, so ist die Gleitungskorrektion, die im ganzen ein echter Bruch ist, nicht mehr zu vernachlässigen. Die Gleitung kommt daher schon für Kugeln in Betracht, die weit größer sind als von molekularer Größenordnung, entgegen einer Bemerkung von DE BROGLIE an dem später zitierten Orte.

Die Ableitung von 2) setzt jedoch voraus, daß der Wert von μ in der ganzen Flüssigkeit bis unmittelbar an die Kugel der normale ist. Dies ist aber bei der Auffassung der Gleitung nach der kinetischen Theorie nicht der Fall, so daß auch 2) nur als Annäherung aufzufassen ist. Vernachlässigen wir daher in 2) Glieder der zweiten Ordnung in $\frac{\mu}{\vartheta a}$, so finden wir:

$$K = 6\pi\mu v\left(a - 2\frac{\mu}{\vartheta}\right). \tag{3}$$

[1]) H. LAMB, Einleitung in die Hydrodynamik, S. 322, Freiburg und Tübingen 1884. Es ist zu bemerken, daß in den späteren vermehrten englischen Auflagen (Hydrodynamics) die Formel nicht mehr mitgeteilt ist.

[2]) Nach O. E. MEYER, Kinetische Gastheorie, S. 211, ist jedenfalls $\frac{\mu}{\vartheta}$ bei allen möglichen Annahmen über die Reflexion an der Wand größer als 0,6 l.

Eine derartige Korrektion am Kugelradius wegen Gleitung, als sei eine Konstante abzuziehen, läßt sich auch, wenigstens von derselben Größenordnung, unmittelbar aus der Gastheorie herleiten. Aus der bekannten Untersuchung von KUNDT und WARBURG läßt sich schließen[1]), daß der Einfluß der Gleitung auf die Reibungskraft durch die Annahme gefunden werden kann, daß die Oberfläche des festen Körpers in Richtung nach dem Innern desselben um $0{,}71 . l$ zurückgerückt ist. An dieser fingierten Grenzschicht herrscht dann die Relativgeschwindigkeit Null, d. h. die Gleitung ist Null. Somit folgt:

$$K = 6 \pi \mu v (a - 0{,}71 . l),$$

woraus wir ebenfalls schließen können, daß die (negative) Korrektion am Kugelradius von der Größenordnung der mittleren Weglänge ist.

Wir fragen uns nun, wie weit die Bedingungen der STOKESschen Formel bei den Versuchen, die eine Bestimmung des elektrischen Elementarquantums und damit in Zusammenhang stehender Größen bezwecken, erfüllt sind. Von den bekannten Nebelversuchen betrachten wir die im Philosophical Magazine veröffentlichten. Es sei noch bemerkt, daß die mittlere Weglänge in Luft unter Normalbedingungen ungefähr $1 . 10^{-5}$ cm beträgt, und daher $2 \frac{\mu}{\vartheta}$ in Formel 3) von derselben Größenordnung ist.

TOWNSEND[2]) berechnet seine Tropfenradien aus der STOKESschen Formel zu 6,8 und $7{,}9 . 10^{-5}$ cm. Hier kann die Gleitung als Korrektion wohl in Betracht kommen.

J. J. THOMSON[3]) hatte Tröpfchen vom Radius $3{,}4 . 10^{-4}$ cm. Die Gleitung kommt daher im Verhältnis zur Versuchsgenauigkeit nicht in Betracht. Ebenso andererseits nicht die Trägheit der Flüssigkeit. Übrigens weist THOMSON in dieser Arbeit zuerst auf die Notwendigkeit hin, bei sehr kleinen Teilchen die Gleitung in Rücksicht zu ziehen, und teilt auch die genannte Formel von LAMB mit.

---

[1]) A. KUNDT und E. WARBURG, Über Reibung und Wärmeleitung verdünnter Gase. Pogg. Ann. 155, 347, § 6, 1875.

[2]) Phil. Mag. (5) 45, 125, 1898.

[3]) Ebenda (5) 46, 528, 1898.

In der zweiten Abhandlung von THOMSON [1]) betragen die Radien der Nebeltröpfchen $\frac{\sqrt{v}}{1,1\,.\,10^3}$, wo v zwischen 0,08 und 0,14 cm/sec variierte. Auch hier liegen daher die Radien in dem Gültigkeitsbereich der STOKESschen Formel (zwischen $2,6\,.\,10^{-4}$ und $3,4\,.\,10^{-4}$ cm).

H. A. WILSON [2]) hatte Wassertröpfchen von den Massen 4,4 bis $28,6\,.\,10^{-12}$ g, d. h. Radien von $1\,.\,10^{-4}$ bis $2\,.\,10^{-4}$ cm; also auch hier sind die Bedingungen der STOKESschen Formel angenähert erfüllt.

MILLIKAN [3]) beobachtete ein und dasselbe Tröpfchen einmal unter dem Einfluß der Schwere, sodann unter demjenigen der Schwere und einer gleichzeitig wirkenden entgegengesetzt gerichteten und ebenso großen elektrischen Kraft. (Diese Methode ist also fast identisch mit der unabhängig davon von EHRENHAFT ausgearbeiteten.) Die Tropfenradien bei MILLIKAN sind 3,4 bis $4,7\,.\,10^{-4}$ cm, erfüllen also auch die Bedingungen der zugrunde gelegten STOKESschen Formel, wenn auch die Versuchsgenauigkeit das Anbringen einer Korrektion hier schon nahelegt.

Wenden wir uns nun zu den Versuchen von Hrn. EHRENHAFT [4]), so betragen die Kugelradien bei Platin 0,442 bis $1,47\,.\,10^{-5}$ cm; bei Silber 0,604 bis $2,89\,.\,10^{-5}$ cm; bei Gold 0,352 bis $1,293\,.\,10^{-5}$ cm; bei Phosphornebel 1,67 bis $5,78\,.\,10^{-5}$ cm. Hier erfüllen also nur die größten Teilchen hinreichend die Bedingung der STOKESschen Formel, etwa von $r = 4\,.\,10^{-5}$ ab. Die meisten Teilchen sind also durchaus von der Größenordnung der mittleren Weglänge, und die STOKESsche Formel ist, im Gegensatz zu den vorher genannten Versuchen mit Nebeltröpfchen, nicht ohne Korrektion anwendbar.

Hier ist folgendes einzuschalten. Die STOKESsche Formel gibt noch richtige Werte selbst für Molekülradien und Ionenradien, die nur von der Größenordnung 10^{-8} cm sind. Dies ist aber nur der Fall, wo die Teilchen in Flüssigkeit sich bewegen. Wie aus

---

[1]) Phil. Mag. (5) **48**, 547, 1899.
[2]) Ebenda (6) **5**, 429, 1903.
[3]) Ebenda (6) **19**, 221, 1910.
[4]) Wien. Ber. **119** [2a], 815, 1910; Phys. ZS. **10**, 318 u. 940, 1910.

der kinetischen Theorie der Diffusion in Flüssigkeiten folgt[1]), betragen die freien Weglängen hier nur Bruchteile des Molekulardurchmessers (etwa $^1/_{30}$ desselben).

Es liegen also hier Bedingungen vor, nach welchen die STOKESsche Formel für Kugeln selbst bis zur Größe von Molekülradien gelten kann.

Hierdurch erklären sich die guten Resultate von PELLAT[2]), der das elektrische Elementarquantum aus der Ionenbeweglichkeit mit der STOKESschen Formel berechnete; ferner diejenige von Hrn. v. WOGAU[3]) bei Berechnung der Diffusionsgeschwindigkeit von Amalgamen; schließlich ist die Anwendung der Formel durch Hrn. R. LORENZ[4]) auf die Ionenbeweglichkeit zu nennen, wonach die Ionenradien nahezu gleich groß wie nach einer von mir aufgestellten gastheoretischen Formel werden.

Nun hat aber auch kürzlich DE BROGLIE[5]) mit Erfolg die STOKESsche Formel auf sehr kleine Rauchteilchen in Luft angewandt, um das Elementarquantum e der Elektrizität zu bestimmen. Die Anwendung der Formel ist jedoch hier nur scheinbar. In Wirklichkeit werden nur die beiden Beziehungen benutzt:

$$\overline{\Delta x^2} = 2D$$

und

$$e = \frac{RT.v}{A.E.D},$$

von denen die erste von Hrn. EINSTEIN abgeleitet ist[6]). $\overline{\Delta x^2}$ bedeutet das mittlere Quadrat der Verschiebung der Kugeln in der Zeiteinheit, D den Diffusionskoeffizient, wenn man sie als Gasart betrachtet, A die Zahl der Moleküle im Grammolekül und E die elektrische Feldstärke. Von diesen beiden Formeln unterscheiden sich die von DE BROGLIE nur dadurch, daß für D der Wert eingesetzt ist, der bei Gültigkeit der STOKESschen Formel erhalten wird. Da aber D eliminiert wird, so ist das gute Resultat für e unabhängig von der Gültigkeit der STOKESschen Formel. Der von DE BROGLIE mitgeteilte Teilchenradius ist aber aus diesem

---

[1]) E. RIECKE, ZS. f. phys. Chem. **6**, 564, 1891.
[2]) C. R. **144**, 902, 1907.
[3]) Ann. d. Phys. (4) **23**, 366, 1907.
[4]) ZS. f. phys. Chem. **73**, 252, 1910.
[5]) Phys. ZS. **11**, 33, 1910.
[6]) A. EINSTEIN, Ann. d. Phys. (4) **17**, 559, 1905.

Grunde unrichtig. Sein Wert $4,9 . 10^{-6}$ cm erfordert beträchtliche Vergrößerung infolge der Gleitung.

Daß aber für sehr kleine Teilchen, wie Ionen in Luft, die STOKESsche Formel sicher nicht gilt, zeigt sich aus einer früheren Untersuchung RUTHERFORDS an lichtelektrisch erzeugten Ionen [1]). Die Beweglichkeit der Ionen ergab sich umgekehrt proportional dem Gasdruck. Man sieht aber unmittelbar, daß die Beweglichkeit und Fallgeschwindigkeit kleiner Kugeln da, wo die STOKESsche Gleichung gilt, unabhängig von der umgebenden Gasdichte sein muß, da der Reibungskoeffizient μ hiervon unabhängig ist. Dagegen ist das Gleitungsglied der Formel 3) in der Tat um so größer, je kleiner der Gasdruck ist (l ist umgekehrt proportional dem Gasdruck).

Variation des Gasdruckes muß daher experimentell ergeben, ob man die Formel von STOKES noch ohne Korrektion anwenden darf.

Wir fragen uns nun, ob die Berücksichtigung der Gleitung bei diesen Versuchen geeignet ist, zu höheren Werten des Elementarquantums der Elektrizität zu führen.

MILLIKAN sagt zwar in der zitierten Abhandlung S. 224, daß Berücksichtigung der Gleitung den Wert des Elementarquantums e vergrößern würde. Danach würde die Gleitung den gewünschten Effekt haben, die Werte von Herrn EHRENHAFT zu erhöhen. Man kann sich jedoch leicht davon überzeugen, daß dies ein Irrtum ist.

Wir nennen die Geschwindigkeit eines Teilchens unter dem gleichzeitigen Einfluß von elektrischer Kraft und Gravitation v_1, diejenige bei Gravitation allein v_2, und wollen zunächst statt der STOKESschen Formel nur die Hypothese machen, daß die Geschwindigkeiten den wirkenden Kräften proportional sind. Wir haben dann:

$$eE - g . m = k . v_1, \tag{4}$$

$$mg = k . v_2, \tag{5}$$

wo k der Proportionalitätsfaktor ist.

Es bedeutet ferner m die Masse des Teilchens, g die Erdbeschleunigung, die übrigen Buchstaben sind schon eingeführt.

---

[1]) RUTHERFORD, Proc. Cambr. Phil. Soc. 9, 410, 1898.

Aus diesen Gleichungen folgt:

$$\frac{e}{m} = \frac{g}{E} \frac{v_1 + v_2}{v_2}, \tag{6}$$

d. h. es ergibt sich e/m unabhängig von allen der Formel von STOKES zugrunde liegenden speziellen Voraussetzungen.

m folgt weiter aus der allein auf Fallgeschwindigkeit angewandten speziellen Gleichung 1), 2) oder 3), wobei sich zuerst der Radius a ergibt und aus diesem bei bekanntem spezifischen Gewicht s der Kugel die Masse m nach der Gleichung:

$$m = \frac{4}{3} \pi a^3 s. \tag{7}$$

Legen wir die Gleichung 3) zugrunde, so erhält man zunächst:

$$\frac{a^3}{a - \frac{2\mu}{\vartheta}} = \frac{9 \mu v^2}{2 g s}. \tag{8}$$

Man sieht unmittelbar, daß a am größten wird, wenn $\frac{\mu}{\vartheta}$ vernachlässigt wird. Somit wird durch Berücksichtigung der Gleitung der Wert von a nur verkleinert, als auch nach 7) der von m und durch Einsetzen in 6) derjenige von e. Die Gleitung wirkt also in entgegengesetztem Sinne, als Herr MILLIKAN sagt.

Bei den Versuchen von Herrn EHRENHAFT ist sie jedoch, wie wir sahen, unbedingt zu berücksichtigen. Seine Zahlenwerte für e werden daher mit Rücksicht auf die Gleitung nicht größer, sondern kleiner, also noch mehr abweichend von dem neuerdings ziemlich fest angenommenen Werte.

Obwohl daher in dieser Beziehung von der Berücksichtigung der Gleitung nichts zu erwarten ist (dagegen sicher noch andere Fehlerquellen in den Versuchen von Herrn EHRENHAFT ins Spiel kommen), teile ich im folgenden doch auch die Grenzformel mit, zu der man für äußerst kleine Teilchen gelangt, wenn man sie und die Moleküle des Gases als elastische Kugeln betrachtet. Auch Herr EHRENHAFT bezeichnet es als wünschenswert[1]), daß seine Resultate auch vom Standpunkt der kinetischen Gastheorie diskutiert werden, was im folgenden geschehen soll.

[1]) Wien. Ber. 119 [2a], 856, 1910.

Wir gehen von der Diffusionsgleichung eines Gases 2 in einem Gase 1 aus:

$$v_2 \, . \, c_2 = - D \cdot \frac{\partial c_2}{\partial x},$$

c_2 ist die Konzentration, v_2 die Geschwindigkeit der Schicht mit der Koordinate x in der x-Richtung, D die Diffusionskonstante. Das Gas habe den Partialdruck p_2 an der Stelle x. Nach der Gasgleichung ist

$$p_2 = \frac{RT \, . \, c_2}{M_2},$$

wo M_2 das Molekulargewicht bedeutet.

Nach der bekannten Überlegung von Herrn NERNST für den osmotischen Druck führen wir dies in die Diffusionsgleichung ein und erhalten

$$v_2 \, . \, c_2 = - \frac{D \, . \, M_2}{RT} \frac{\partial p_2}{\partial x}.$$

Diese Gleichung deuten wir nun wieder in Übereinstimmung mit Herrn NERNST so, daß sie allgemein die Geschwindigkeit der Schicht unter dem Einfluß einer beliebig gearteten Kraft gibt, deren Größe pro Volumeneinheit in dem speziellen obigen Falle den Betrag $\frac{\partial p_2}{\partial x}$ hat.

Ist die wirkende Kraft die Schwere, so tritt an Stelle von $\frac{\partial p_2}{\partial x}$ die Größe $c_2 \, . \, g$, so daß man

$$v_2 = - \frac{D M_2 \, . \, g}{RT} \qquad 9)$$

als konstante Fallgeschwindigkeit der Teilchen vom Molekulargewicht M_2 erhält. Hierbei ist natürlich vorausgesetzt, daß die Teilchen des Gases 2 weit über derjenigen Stelle x sich befinden, die ihrem hydrostatischen Gleichgewicht entspricht. Denn in letzterem Falle würde die Schwerkraft durch die molekularen Stöße kompensiert. Für D ist nun noch der Ausdruck einzusetzen, den die kinetische Gastheorie liefert. Wir wollen annehmen, daß die Moleküle des fallenden Gases vollkommen elastische Kugeln sind vom Radius r_2 und der Masse m_2; die Moleküle des Gases, in dem die Diffusion stattfindet, seien ebenfalls vollkommen elastische Kugeln vom Radius r_1 und der Masse m_1.

Von den vielen älteren Formeln der kinetischen Theorie der Diffusion für diesen Fall ist die von MAXWELL abgeleitete noch am exaktesten, da in ihr die Mechanik der Stöße berücksichtigt wird[1]. Jedoch sind dort die Geschwindigkeiten aller Moleküle als ursprünglich gleich angenommen. Eine genauere Formel ist von LANGEVIN[2] abgeleitet. Hier sind die Voraussetzungen genau diejenigen, die BOLTZMANN, Vorlesungen über Gastheorie I, § 24, S. 194, ausgehend von den allgemeinen Gleichungen MAXWELLs, dem Falle der Diffusion zugrunde gelegt hat, nur daß bei ihm Kraftzentren angenommen sind, die sich nach der fünften Potenz der reziproken Entfernung abstoßen. In der Entwickelung von LANGEVIN ist daher, ebenso wie bei BOLTZMANN, den Abweichungen erster Ordnung von der MAXWELLschen Geschwindigkeitsverteilung (bezogen auf den ruhenden Beobachter) dadurch Rechnung getragen, daß die MAXWELLsche Verteilung relativ zur Schwerpunktsbewegung des bewegten Gases beibehalten wird.

Die Formel von LANGEVIN lautet:

$$D = \frac{3}{16 \cdot s_{12}^2 \cdot n \sqrt{\frac{\pi h m_1 m_2}{m_1 + m_2}}}, \tag{10}$$

s_{12} ist die Summe der Radien der beiden Kugelarten, n die Gesamtzahl aller Kugeln in der Volumeneinheit, h ist die bekannte BOLTZMANNsche Konstante, d. h.

$$s_{12} = r_1 + r_2, \tag{11}$$

$$n = n_1 + n_2, \tag{12}$$

$$h = \frac{M}{2 m R T} = \frac{A}{2 R T}. \tag{13}$$

Es sei noch bemerkt, daß die Formel 10) bei LANGEVIN infolge eines Versehens n_2 im Nenner statt n enthält. Es kommt dies daher, daß LANGEVIN statt der Schichtgeschwindigkeit gegen einen gegen das Gefäß ruhenden Beobachter diejenige gegen die zweite Gasart als maßgebend für den Diffusionskoeffizienten betrachtet. Macht man die entsprechende Korrektion und berück-

[1] Phil. Mag. 19 u. 20, 1860.

[2] LANGEVIN, Sur une formule fondamentale de le théorie cinétique. Ann. chim. phys. (8) 5, 245, 1905.

sichtigt, daß überall $n_1 + n_2$ konstant ist (die AVOGADROsche Regel), so gelangt man zur Formel 10), nach der, wie es alle exakten Theorien liefern, der Diffusionskoeffizient umgekehrt proportional dem Gesamtdruck ist.

Einsetzen von 10) und 13) in 9) ergibt folgende Formel für die Fallgeschwindigkeit sehr kleiner Kugeln von der Masse m_2 in einem Gas von der Molekülmasse m_1:

$$v_2 = \frac{3}{16}\sqrt{\frac{2}{\pi}}\,\frac{g\sqrt{M_2}}{s_{12}^2\sqrt{RT}.n\sqrt{\frac{m_1}{m_1+m_2}}}. \tag{14}$$

Wir führen nun ein, daß die Zahl der fallenden Kugeln in der Volumeneinheit klein ist gegen die Zahl der Moleküle des Gases und schreiben daher

$$n = n_1.$$

Die Dichte ϱ_1 des Gases 1 ist dann

$$n.m_1 = \varrho_1.$$

Da ferner A die Absolutzahl der Moleküle im Grammolekül:

$$A = \frac{M_1}{m_1} = \frac{M_2}{m_2},$$

so wird Gleichung 14)

$$v_2 = \frac{3}{16}\sqrt{\frac{2}{\pi}}\,\frac{g\sqrt{M_1}\sqrt{m_2(m_1+m_2)}}{s_{12}^2\sqrt{RT}.\varrho_1},$$

wobei schon beachtet ist, daß $A.m_1 = M_1$.

Sind die Kugeln 1 groß an Masse und Radius[1]) gegen die Kugeln 2, so ist $s_{12} = r_2$ und $m_1 + m_2 = m_2$ einführbar, so daß man erhält:

$$v_2 = \frac{3}{16}\,\frac{\sqrt{2}\,g\sqrt{M_1}.m_2}{\sqrt{\pi}\sqrt{RT}.r_2^2.\varrho_1}.$$

Indem wir für m_2 den Wert nach 7) einführen und den Radius r_2 der Kugeln wieder mit a benennen, so folgt schließlich die Formel für den Radius aus der Fallgeschwindigkeit:

$$a = \frac{4\sqrt{RT}.\varrho_1.v_2}{\sqrt{2\pi}.g.s\sqrt{M_1}}, \tag{15}$$

[1]) Da die Molekularkräfte zwischen Kugeln und Gas so wirken, als sei der Kugelradius um einen Wert vergrößert, der nur von der Größenordnung des molekularen Radius ist, so haben wir von vornherein gegenseitige Anziehungskräfte außer acht zu lassen.

während sich die STOKESsche Formel schreiben läßt:

$$a = \frac{3 \cdot M_2^1}{\sqrt{2 s g}} \sqrt{v_2}. \qquad 16)$$

Es zeigen sich zwischen beiden Formeln folgende wesentlichen Unterschiede:

1. Der Radius der Kugeln ist nach 15) proportional ihrer Fallgeschwindigkeit, nach 16) nur proportional der Wurzel aus derselben.

2. Die Fallgeschwindigkeit selbst ist nach 15) (bei konstantem Radius) umgekehrt proportional der Dichte des umgebenden Gases (genau wie die Beweglichkeit der Gasionen bei den zitierten Experimenten von RUTHERFORD), nach 16) ist sie unabhängig von der Gasdichte, da μ von dieser unabhängig ist.

3. Nach 15) kommt es für die Fallgeschwindigkeit nur auf das Molekulargewicht des umgebenden Gases an, nach 16) auch auf die Querschnittssumme seiner Moleküle, die in μ enthalten ist, also auch auf die Natur des umgebenden Gases außer seinem Molekulargewicht.

4. Die Dichte s der Kugeln kommt in 15) in der ersten Potenz, in 16) nur in der halben Potenz vor. Eine falsche Schätzung der Dichte macht sich in 15) viel mehr bemerkbar.

Merkwürdigerweise berechnen sich, trotz dieser großen Verschiedenheiten, wenn man die neue Formel auf die Versuche von Herrn EHRENHAFT anwendet (obwohl die Kugeln wohl eigentlich hierzu zu groß sind und eher eine Gleitungsformel am Platze ist), aus ihr Teilchendurchmesser, die ganz von der Größenordnung wie bei der STOKESschen Formel sind. Doch werden die kleinsten berechneten Radien in Übereinstimmung mit den Gleitungsformeln noch kleiner als bei EHRENHAFT, so daß der Widerspruch mit dem bisher angenommenen Elementarquantum auch so nur größer wird.

Wir nehmen an:

die Gaskonstante $= 8{,}32 \cdot 10^7$,
das Molekulargewicht der Luft $M_1 = 29$,
die absolute Temperatur $T = 300$,
die Dichte der Luft $\varrho_1 = 0{,}00115$,
die Dichte s sei für Pt 21,5; für Ag 10,4; für Au 19,3.

Es folgt aus 15):

$$a = \frac{0{,}0549 \,.\, v_2}{s} = \frac{5{,}60 \,.\, 10^{-4}}{s \,.\, \tau}, \qquad 17)$$

wobei der zweite Ausdruck gilt, wenn man die von Herrn EHRENHAFT gemessenen Fallzeiten mit τ bezeichnet und im Zähler die in der Beobachtungszeit zurückgelegte Fallstrecke $1{,}02 \,.\, 10^{-2}$ cm einführt.

Im folgenden sind die kleinsten und größten Teilchenradien (aus den größten und kleinsten Fallzeiten) für Platin, Silber, Gold und Phosphornebelteilchen zusammengestellt, und zwar sowohl nach Formel 17) wie 16) (Werte von EHRENHAFT). Für Phosphornebel ist die Dichte 1 angenommen.

Platin.

Fallzeit τ sec	$a \,.\, 10^6$ cm nach 17)	$a \,.\, 10^6$ cm nach EHRENHAFT
20	1,32	4,42
1,8	14,5	14,7

Silber.

Fallzeit τ sec	$a \,.\, 10^6$ cm nach 17)	$a \,.\, 10^6$ cm nach EHRENHAFT
22	2,45	6,04
1,01	53,3	28,29

Gold.

Fallzeit τ sec	$a \,.\, 10^6$ cm nach 17)	$a \,.\, 10^6$ cm nach EHRENHAFT
35	0,83	3,52
2,4	12,09	12,93

Phosphornebel.

Fallzeit τ sec	$a \,.\, 10^6$ cm nach 17)	$a \,.\, 10^6$ cm nach EHRENHAFT
24,0	23,3	16,7
2,0	280,0	57,8

Die Teilchenradien sind somit nach beiden ganz verschiedenen Formeln von derselben Größenordnung. Für die Metalle Pt, Ag, Au sind jedoch die kleinsten Teilchen $^1/_3$ bis $^1/_4$ von denen nach der STOKESschen Formel, erreichen aber für die größten Teilchen letztere und überschreiten sie sogar bei Silber erheblich. Da die kleinsten Werte von e nun hauptsächlich aus den kleinsten Teilchen folgen, so sieht man, daß die Formel 17) die Verhältnisse zur Berechnung von e nur noch ungünstiger gestaltet, da der Wert von e/m selbst unberührt bleibt, dagegen für m der Radius in die dritte Potenz erhoben wird.

Bei Phosphornebel dagegen ist die Formel 17) für die Radien günstiger als die von STOKES, da sich die geringe Dichte in jener viel mehr bemerkbar macht als in dieser. Dürfte man daher bei den Metallteilchen wegen Oxydation oder anderer Ursachen eine wesentlich geringere Dichte einsetzen als die der festen Metalle, so gehen in der Berechnung von e die Korrektionen der Dichte im Nenner in der zweiten Potenz ein, in der STOKESschen Formel nur in der Wurzel. Auf diese Weise erhöhen sich für 17) wieder wesentlich die Werte für das Elementarquantum.

Wenn wir die Gleichung 17) auf die Versuche von Herrn EHRENHAFT angewandt haben, so haben wir damit gewiß die Gleitung überkompensiert.

Immerhin ist es beachtenswert, daß diese Formel und die STOKESsche in gewissen Gebieten der Teilchenradien und des Gasdruckes zufällig zu ganz denselben Resultaten der Teilchengrößen führen, so daß gegenüber der STOKESschen Formel in Anwendung bei Atmosphärendruck auf sehr kleine Teilchen jedenfalls stets Prüfung am Platze ist, ob wirklich Unabhängigkeit der Beweglichkeiten vom Druck, d. h. die Bedingung der STOKESschen Formel, vorhanden ist.

Freiburg i. Br., den 16. Nov. 1910.

Nachtrag bei der Korrektur. Soeben erscheint in der Phys. ZS. **11**, 1097, 1910 eine neue Arbeit von MILLIKAN, in welcher die Gleitung zur Bestimmung des elektrischen Elementarquantums mit vollem Erfolg berücksichtigt wird. Die Korrektion ergibt sich in dem hier auseinander gesetzten Sinne. Zugleich werde ich durch diese Abhandlung mit derjenigen von CUNNINGHAM bekannt (Proc. Roy. Soc. (A) 83, 360, 1910) und sehe, daß dieselbe mit der meinigen sehr verwandt ist. Trotzdem dürfte das Vorhandensein einiger anderer Gesichtspunkte bei mir diese Veröffentlichung rechtfertigen.

Schließlich sei noch darauf aufmerksam gemacht, daß man die Hypothese von LANGEVIN, daß relativ zum Schwerpunkt der bewegten Masse das MAXWELLsche Verteilungsgesetz gilt, fallen



lassen kann nach Art der LORENTZschen Elektronentheorie, Versl. Amsterdam 13, 493, 1904—1905. Der Zahlenfaktor des Diffusionskoeffizienten wird dann größer im Verhältnis $\frac{32}{9\pi}$ und derjenige in 17) verkleinert sich auf 0,0485 und $4{,}95 \cdot 10^{-4}$. Demgemäß sind dann die Zahlen der Tabellen zu ändern.

Freiburg i. Br., den 2. Dez. 1910.

Eine Beziehung zwischen chemischer Affinität und den lichtelektrischen Effekten des Kaliums in Verbindungen;

von R. Pohl und P. Pringsheim.

(Eingegangen am 30. November 1910.)

---

§ 38[1]). Wir haben kürzlich gefunden, daß Kalium in K-Hg-Legierungen verschiedener Zusammensetzung trotz der Bildung verschiedenartiger Moleküle einen normalen lichtelektrischen Effekt besitzt, der sich um mindestens 200 $\mu\mu$ weiter ins langwellige Spektralgebiet erstreckt, als der normale Effekt des Hg. Deswegen haben wir den normalen Photoeffekt des Kaliums als eine charakteristische Eigenschaft des Atoms bezeichnet, die auch dann nicht verschwindet, wenn das Atom in einem zusammengesetzten Molekül gebunden ist, während der dem selektiven Photoeffekt zugrunde liegende Schwingungsvorgang nach Existenz und Lage durch den Bau des Moleküls bestimmt wird. Um die Richtigkeit dieser Auffassung zu prüfen, haben wir nunmehr andere Verbindungen des Kaliums untersucht. Dabei sind wir von der Vorstellung ausgegangen, daß die aus dem Kaliumatom ausgelösten Elektronen den Molekülverband bei um so kleinerer Geschwindigkeit, d. h. kleinerer Frequenz des erregenden Lichtes, verlassen können, je weniger elektronegativ im chemischen Sinne die zweite Komponente der Verbindung ist.

§ 39. Eine Übersicht über die Schmelzkurven[2]) der in Betracht kommenden K-Legierungen zeigt, daß die noch für die K-Hg anwendbare Methode, das reine geschmolzene Metall in die Photozelle aus Glas einzuführen (§ 28), der hohen Temperaturen halber hier versagt. Andererseits sind die Verbindungen so oxydierbar, daß reine Oberflächen nur unter gänzlichem Ausschluß von Sauerstoff erhalten werden können.

---

[1]) Wir zählen die Paragraphen im Anschluß an unsere früheren Mitteilungen über die Photoeffekte der Alkalimetalle: Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 215—230, 349—360, 682—696, 697—710, 1910.

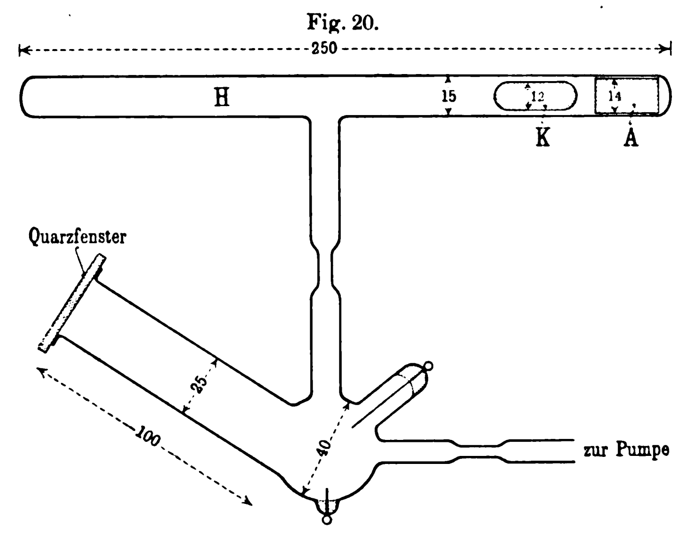
[2]) Vgl. z. B. K. Bornemann, Binäre Metalllegierungen, Halle a. S., Verlag von W. Knapp, 1909.



Am besten bewährte sich eine Methode, die durch die Sprödigkeit der Verbindungen ermöglicht wurde.

Das Material wurde im Hartglasrohr in richtigem Mengenverhältnis im Vakuum einer Ölluftpumpe zusammengeschmolzen und dann ein oberflächlich von Verunreinigungen befreites Stück in das Rohr *H* eingeführt (Fig. 20). In diesem wurde es zwischen dem Amboß *A* und Klöppel *K* zu Pulver zerklopft[1]), während mittels einer Gaedepumpe evakuiert wurde und Kaliumdampf in einem Ansatzrohr die Sauerstoffreste entfernte. Das so erhaltene

Fig. 20.



Metallpulver wurde in die eigentliche Photozelle *Z* hinübergeschüttet und diese nach Einfüllung von 0,1 mm H_2 von der Pumpe und dem Rohr *H* abgeschmolzen. Der elektrische und optische Teil der Versuchsanordnung ist gegen früher nicht geändert (§§ 4, 21). Nun sei noch erwähnt, daß in dem Metallpulver keinerlei störende Kohärerwirkungen auftraten.

§ 40. Wir begannen mit drei Elementen aus der fünften Vertikalreihe des periodischen Systems, nämlich Bi, Sb und P.

---

[1]) R. Pohl, Verh. d. D. Phys. Ges. 9, 306, 1907. *A* besteht aus Messing, *K* aus Stahl. Das Rohr *H* steht im Betrieb vertikal. Die Fallhöhe von *K* kann bis zu 20 cm betragen. In der Regel ist jedoch rasches Klopfen mit kleiner Amplitude am bequemsten. Nur selten mißlingt ein Versuch durch Bruch von *H*.

Die Verbindung mit Bi enthielt 40 Atomproz. K, die mit Sb 50 Atomproz. K, während wir die genaue Zusammensetzung der P-Verbindung nicht angeben können, da diese nicht durch Zusammenschmelzen von K und P, sondern durch Einwirkung von P-Dampf auf eine reine K-Fläche im Vakuum dargestellt wurde. In der Tabelle 24 sind die lichtelektrischen Ströme zusammengestellt, die von der Einheit der auffallenden Lichtenergie verschiedener Wellenlänge erzeugt wurden.

Tabelle 24.

Wellenlänge λ	$\dot{\eta}$ = Photostrom für die Einheit der Lichtenergie in 10^{-18} Amp.		
$\mu\mu$	K + Bi	K + Sb	K + P
254	120,0	150,0	24,2
313	60,6	54,6	3,5
365	27,7	$6{,}3_5$	0
405	7,36	0,1	—
436	2,53	0	—
546	0	—	—
Nr.	1226—1230	1237—1241	1162—1164

Die Zahlen wurden bei beschleunigenden Spannungen von etwa 300 Volt erhalten und sind auf gleiche Werte für $\lambda = 254\,\mu\mu$ reduziert in die Fig. 21 eingetragen. Alle drei Kurven zeigen, verglichen mit E. Ladenburgs [1]) Messungen an Pt, Cu und Zn bei verhältnismäßig großen Wellenlängen eine lichtelektrische Empfindlichkeit, die nur von K herrühren kann. Dabei ist unverkennbar, daß die Bi-Legierung noch weit ins Blaue hinein einen Photoeffekt ergibt, während er bei der Sb-Verbindung, obwohl diese um 7 Atomproz. an Kalium reicher ist, nur eben bei 400 $\mu\mu$ das sichtbare Spektralgebiet erreicht und für die Phosphorverbindung bereits bei 365 $\mu\mu$ völlig abgeschnitten ist.

Diese Reihenfolge entspricht der des periodischen Systems: Das stets metallische Bi steht dem K näher, als das meist metallische Sb oder der stets metalloide P.

§ 41. Wir haben dann weiter die Metalle der Horizontalreihe des periodischen Systems untersucht, in der das Bi die Stelle

[1]) E. Ladenburg, Verh. d. D. Phys. Ges. 9, 504, 1907.

des am meisten elektronegativen Elementes inne hat (Bi, Pb, Tl, Hg, Au). Aus technischen Gründen sind Tl-Verbindungen mit hohem K-Gehalt nicht verwendbar und daher mußte, da natürlich verschiedene Legierungen nur bei der gleichen K-Konzentration miteinander vergleichbar sind, zunächst die Kurve des Normaleffektes an einer Bi-Legierung mit nur 20 Atomproz. K aufgenommen werden. Diese Kurve (Tabelle 25, Fig. 22) liegt natürlich im Verhältnis zur 50prozentigen in Richtung größerer Lichtfrequenzen verschoben. Dem Bi folgt das Pb und dementsprechend sind die für eine 20atomprozentige Legierung gefundenen Zahlen denen des Bi sehr ähnlich, doch reicht der Effekt bereits deutlich weiter ins Sichtbare.

Tabelle 25.

Wellenlänge λ $\mu\mu$	Normaler Photostrom in 10^{-13} Amp.	
	K + Bi	K + Pb
254	207,0	362,0
313	101,0	183,0
365	31,0	64.5
405	6,0	23,8
436	0,5	9,1
546	—	0
Nr.	1242—1247 (320 Volt)	1268—1272 (180 Volt)

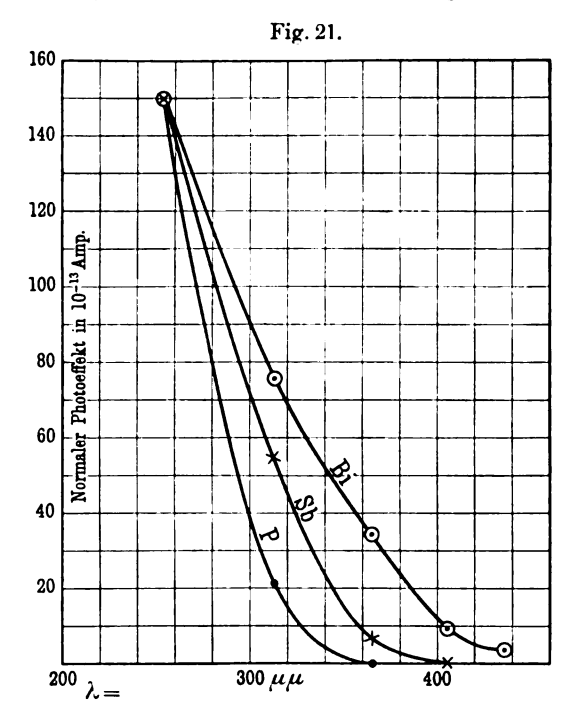
Tabelle 26. K—Tl. 160 Volt.

Wellenlänge λ $\mu\mu$	η = Selektiver + normaler Photostrom in 10^{-13} Amp.
254	137,5
313	165,0
365	128,5
405	95,5
436	71,3
546	14,8
Nr.	1262—1267

Nun kommt im periodischen System das Tl und dann das Hg. Das Verhalten der letzteren ist in den §§ 27 bis 37 bereits aus-

führlich beschrieben worden. Bei 17 Atomproz. K erhielten wir (Tabelle 22, Fig. 16) einen Normaleffekt, der noch bei 546 $\mu\mu$ merklich war, und darüber lagerte sich ein selektiver Effekt, der allerdings relativ zum Normaleffekt nur wenig ausgeprägt blieb. Ganz analoges zeigte sich bei der jetzt untersuchten 20prozentigen Tl-Legierung (Tabelle 26, Fig. 23): Der Photostrom ist bei 546 $\mu\mu$ noch ziemlich groß und bei $\lambda = 313$ $\mu\mu$ zeigt sich das Maximum

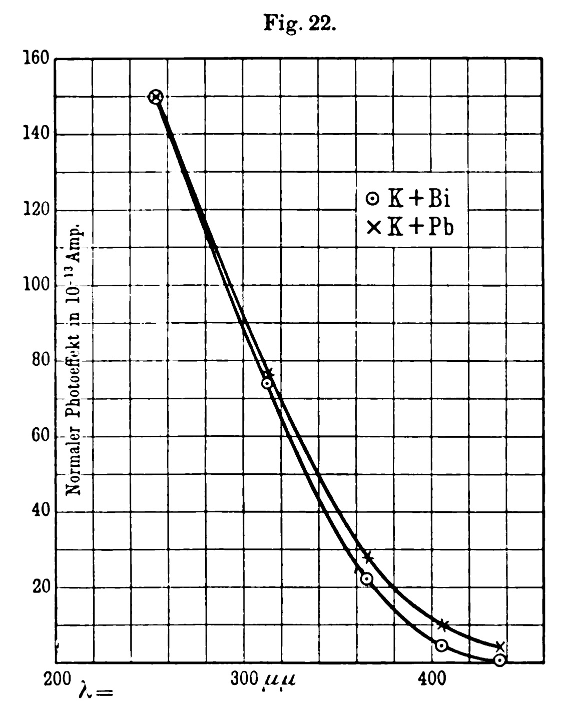
Fig. 21.



eines unverkennbaren selektiven Effektes, so daß nicht ohne weiteres entschieden werden kann, welcher Bruchteil der Elektronenemission bei 546 $\mu\mu$ dem äußerst flach verlaufenden Ende dieses stark gedämpften selektiven Effektes und welcher dem Normaleffekt zuzuschreiben ist. Da jedoch selbst das kritische Gebiet des reinen K ($\lambda_{max} = 440\,\mu\mu$) bei $\lambda = 546\,\mu\mu$ bereits sein Ende erreicht hat (§ 14), so ist man berechtigt, auch bei der Tl-Verbindung wenigstens einen Teil des bei 546 $\mu\mu$ beobachteten Stromes dem Normaleffekt zuzuschreiben.

§ 42. Aus dem Gesagten folgt, daß sich die Grenze des normalen lichtelektrischen Effektes des Kaliums durch Verbindung mit einem anderen Metall desto weniger nach dem Ultraviolett zu verschieben wird, je chemisch elektropositiver diese zweite Komponente der Legierung ist. Steht sie in der Reihe der elektropositiven Metalle dem K verhältnismäßig nahe, so bleibt auch ein selektiver Effekt erhalten, der jedoch mit zunehmender Elektro-

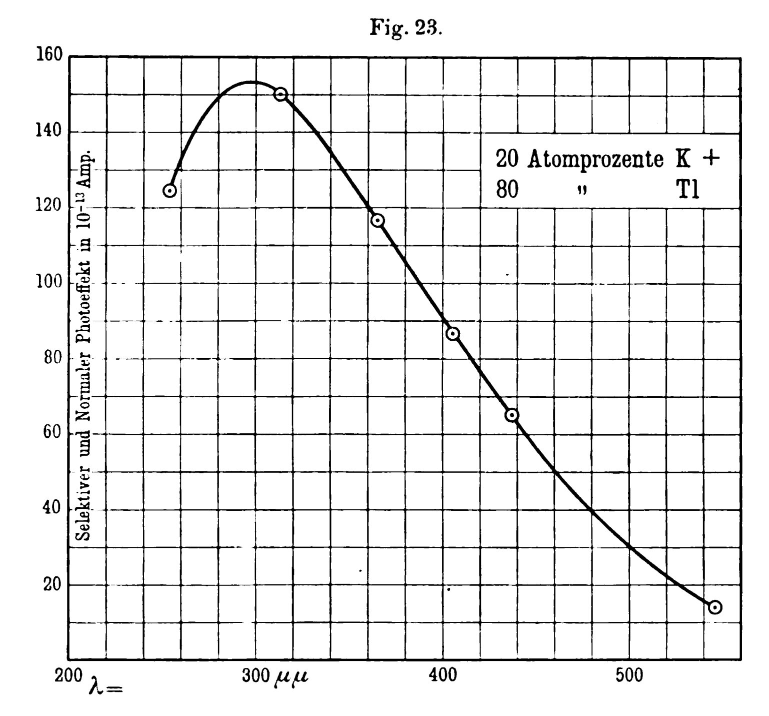
Fig. 22.



negativität des Zusatzmetalles immer weiter zu kleineren Wellenlängen verschoben und gleichzeitig immer stärker gedämpft wird, so daß er gegenüber dem normalen Effekt mehr und mehr zurücktritt. So ist der selektive Effekt der K-Na-Legierung (§ 5, Fig. 5) bei $\lambda_{max} = 390\ \mu\mu$, obwohl hier infolge der optisch vollkommen spiegelnden Oberfläche die Verhältnisse besonders günstig liegen — merklich weniger scharf, als an reinem K ($\lambda_{max} = 440\ \mu\mu$, § 14, Fig. 9). Dann folgt die Hg-Legierung mit ihrem noch schwächeren selektiven Effekt bei 380 $\mu\mu$ (§ 32, Fig. 18) und

endlich ist der am weitesten im Ultraviolett gelegene selektive Effekt der K-Tl-Verbindung ($\lambda_{max} = 300\,\mu\mu$) auch am stärksten gedämpft. Da die Empfindlichkeitskurve des reinen Na, deren Maximum nach § 13, Fig. 8 bei λ etwa $= 320\,\mu\mu$ liegt, gleichfalls sehr flach und der K-Tl-Kurve sehr ähnlich verläuft, liegt die Vermutung nahe, daß nicht nur für die K-Legierungen, sondern ganz allgemein für alle Metalle die Dämpfung des selektiven Effektes desto

Fig. 23.



größer ist, je größer die Eigenfrequenz ist, und daß eben aus diesem Grunde ein selektiver Effekt an den Metallen, die überhaupt nur im äußersten Ultraviolett empfindlich sind, nicht gefunden werden kann.

Zur Erläuterung des Gesagten sind in Tabelle 27 die Wellenlängen für die Maxima der sechs bisher bekannten selektiven Effekte zusammengestellt und die ungefähre Ausdehnung der selektiven Gebiete in $\mu\mu$ als Maß für die wachsende Dämpfung beigefügt. Natürlich läßt sich zunächst an die von uns mitgeteilten

Kurven des selektiven Effektes noch keinerlei numerische Berechnung der Dämpfung anschließen, da nach Fig. 12 die wahre Form der Dämpfungskurve [1]) erst bei streifender Inzidenz erhalten wird.

Tabelle 27.

	λ_{max} $\mu\mu$	Breite des selektiven Gebietes in $\mu\mu$
Rb	470	180
K	440	250
K + Na	390	290
K + Hg	380	290
Na	320	etwa 320
K + Tl	300	> 320

§ 43. Die Verschiebung der Empfindlichkeitsgrenze des normalen Photoeffektes zum Ultravioletten ist nicht etwa so zu erklären, daß nur die Zahl der Elektronen für eine bestimmte Wellenlänge unter den Meßbereich des Elektrometers heruntergeht. Denn erstens sind die Photoströme an verschiedenen Legierungen für Wellenlängen, die überhaupt Elektronen austreten lassen, von der gleichen Größenordnung, und zweitens ist es uns z. B. am K—Sb nicht möglich gewesen, bei $\lambda = 436\ \mu\mu$ eine Emission nachzuweisen, selbst als die beschleunigenden Spannungen bis nahe zum Funkenpotential erhöht wurden.

Es scheint also entsprechend der geringsten noch eben wirksamen Lichtfrequenz eine bestimmte geringste Geschwindigkeit notwendig zu sein, damit das Elektron den Molekülverband verlassen kann, und diese ist um so größer, je chemisch elektronegativer gegen das K die zugesetzte Komponente der Legierung ist [2]). Schon Elster und Geitel [3]) haben stets die Ansicht vertreten,

[1]) Bei den vorliegenden starken Dämpfungen müssen diese Kurven stets unsymmetrisch nach kürzeren Wellenlängen einen steileren Abfall ergeben (vgl. Fig. 12 und 8).

[2]) Demnach müssen z. B. auch die Halogenverbindungen der Alkalimetalle einen Photoeffekt besitzen, der aber, dem sehr stark elektronegativen Charakter der Halogene entsprechend, erst weit im Ultraviolett beginnt. Der Nachweis des Effektes wird noch durch das geringe Leitvermögen erschwert, das seinerseits wohl wieder mit der festen Bindung der Elektronen an die Atome zusammenhängt.

[3]) J. Elster und H. Geitel, Wied. Ann. 43, 225, 1891; 52, 438, 1894. Vgl. auch K. Herrmann, Diss. Berlin 1908.

daß die Lichtempfindlichkeit der Alkalimetalle für langwelliges Licht im Sinne der zunehmenden Elektropositivität wächst, und EINSTEIN[1]) hat sogar einen zahlenmäßigen Zusammenhang zwischen langwelliger Empfindlichkeitsgrenze und Voltapotential herzustellen versucht. Aber bei den Untersuchungen ELSTERS und GEITELS[2]) war noch die Trennung des normalen und des selektiven Effektes nicht bekannt, und es kann z. B. heute noch nicht als entschieden gelten, ob der normale Effekt des Na oder des K weiter ins Sichtbare hineinreicht. Ferner ist eine absolute elektrische Spannungsreihe im Sinne einer Voltareihe im Vakuum gar nicht definiert.

Vielleicht wird es aber jetzt umgekehrt mit Hilfe der lichtelektrischen Erscheinungen möglich sein, eine solche aufzustellen, indem man diejenigen Metalle als am meisten elektropositiv bezeichnet, die die geringste Affinität zum Elektron besitzen, dasselbe also mit der geringsten Anfangsgeschwindigkeit, d. h. der kleinsten erregenden Frequenz, emittieren können. Daß eine charakteristische Affinität zwischen den Elektronen und den Elementen wirklich existiert, hat J. FRANCK[3]) kürzlich für die Gase eindeutig bewiesen, und es erscheint uns nunmehr möglich, diese Resultate auch für Metalle zu erweitern. Dabei wird man für die chemisch positiven Metalle wahrscheinlich eine Spannungsreihe außer durch die Grenze des normalen Effektes auch durch die Eigenfrequenz des selektiven Photoeffektes definieren können.

§ 44. Zusammenfassung. Die Resultate der vorliegenden Arbeit sind kurz die folgenden:

1. Von schwer schmelzbaren und stark oxydablen Metallverbindungen lassen sich zu lichtelektrischen Untersuchungen brauchbare Oberflächen durch Zersplittern im Vakuum herstellen.

2. Bei gleicher Atomkonzentration des Kaliums verschiebt sich in Verbindungen die Grenze des normalen Photoeffektes desto mehr nach kürzeren Wellenlängen, je chemisch elektronegativer die zweite Komponente der Legierung ist.

---

[1]) A. EINSTEIN, Ann. d. Phys. (4) **20**, 199, 1905.

[2]) J. ELSTER und H. GEITEL, Wied. Ann. **43**, 225, 1891; **52**, 438, 1894. Vgl. auch K. HERRMANN, Diss. Berlin 1908.

[3]) J. FRANCK, Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 291 u. 613, 1910.

3. Ist ein selektiver Effekt vorhanden, so ist er um so weiter nach dem Ultraviolett verschoben und gleichzeitig desto stärker gedämpft, je elektronegativer die zweite Komponente der Legierung ist.

4. Es erscheint aussichtsreich, eine Spannungsreihe für die Affinität zwischen Elektronen und Metallen mittels des Photoeffektes zu definieren, sei es durch die geringste wirksame Lichtfrequenz beim Normaleffekt, sei es durch Dämpfung und Frequenz des selektiven Effektes, um so einen Anschluß an J. FRANCKS Arbeiten über die Affinität zwischen Elektronen und Gasen zu erreichen.

Einen Teil der benutzten Apparate verdanken wir der Jagorstiftung in Berlin.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität, November 1910.

Berichtigung.

Zur Arbeit E. GOLDSTEIN, Über einfache Anordnungen zur Erzeugung von Kanalstrahlen:

S. 672, Z. 12 v. u. lies Winkelpunkt statt Mittelpunkt.
S. 674, Z. 11 v. u. lies Austrittsstellen statt Austrittsstelle.
S. 674, Z. 10 v. u. lies nähern statt nähert.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

12. Jahrg. **30. Dezember 1910.** **Nr. 24.**

Sitzung vom 16. Dezember 1910.

Vorsitzender: Hr. F. KURLBAUM.

Hr. **F. Ritter** berichtet
über die Meßgenauigkeit des RIEFLERschen Pendelkontaktes und der HIPPschen Uhr,
wozu Hr. **C. Cranz** einige Bemerkungen macht.

Ferner spricht Hr. **A. Eucken**
über die Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit fester Nichtmetalle.

Endlich trägt Hr. **E. Gehrcke**
über das Dopplerspektrum der Wasserstoff-Kanalstrahlen,
nach gemeinsam mit Hrn. **O. Reichenheim** angestellten Versuchen vor.

Zur Veröffentlichung in den Verhandlungen der Gesellschaft sind folgende Mitteilungen eingegangen:

Von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt: Internationaler Wert der elektromotorischen Kraft des WESTON-Normalelementes.

Von Hrn. **August Lenert:** Die Dielektrizitätskonstanten der Halogenverbindungen des Bleies (eingesandt durch Hrn. **E. Wiedemann**).

Als Mitglied wurde in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Dr. H. GEIGER, Manchester, Victoria University, Phys. Laboratory.
(Vorgeschlagen durch Hrn. A. WEHNELT.)



Internationaler Wert der elektromotorischen Kraft des Weston-Normalelementes.

(Mitteilung aus der Physikalisch - Technischen Reichsanstalt.)

Nach den Beschlüssen der Internationalen Konferenz zu London im Jahre 1908 ist die elektromotorische Kraft des Westonelementes zurückzuführen auf das durch die Quecksilbereinheit definierte Internationale Ohm und das durch die Niederschlagsmenge im Silbervoltameter definierte Internationale Ampere.

Im Auftrag des in London gewählten Internationalen Komitees wurden im Frühjahr 1910 zu Washington von Vertretern der in Amerika, Deutschland, England und Frankreich bestehenden Staatslaboratorien silbervoltametrische Messungen ausgeführt. Auf Grund dieser Messungen wird von dem Internationalen Komitee für die elektromotorische Kraft des mit normalem Mercurosulfat beschickten, nach den in London gegebenen Vorschriften zusammengesetzten Weston-Normalelementes, enthaltend einen Bodenkörper von festem Cadmiumsulfat, $^8/_3$ H_2O, der Wert 1,0183 Int. Volt bei 20° C vom 1. Januar 1911 ab zur Annahme empfohlen.

Von diesem Zeitpunkt an wird der genannte Wert den Messungen in der Reichsanstalt zugrunde gelegt werden [1]).

E. Warburg.

[1]) Bisher wurde in Deutschland als Wert für das Weston-Normalelement die Zahl 1,0186 Volt bei 20° C benutzt. Die durch die Neufestsetzung herbeigeführte Änderung der Spannungseinheit beträgt aber nicht, wie man glauben könnte, 0,0003 Volt, sondern weniger. Dies rührt zum Teil daher, daß das Mercurosulfat der neuen Elemente eine etwas geringere elektromotorische Kraft ergibt als dasjenige der bisherigen Spannungsnormale der Reichsanstalt. Für wissenschaftliche Messungen von hoher Genauigkeit dürfte es sich empfehlen, die dabei benutzten Normalelemente durch eine Nachprüfung bei der Reichsanstalt auf die neue Spannungseinheit beziehen zu lassen.



Die Dielektrizitätskonstanten der Halogenverbindungen des Bleies[1]; *von August Lenert.*

(Eingegangen am 7. Dezember 1910.)

(Vgl. oben S. 1049.)

In seiner Arbeit „Über das elektrolytische Leitvermögen fester Körper“ behandelt C. FRITSCH[2]) die Änderung der Leitfähigkeit reiner Salze durch Zusätze fremder Substanzen, darunter auch die Bleihaloide, und fand hier bei reiner Substanz eine recht geringe Leitfähigkeit. Dieses den bisherigen Anschauungen entgegengesetzte Resultat veranlaßte neuerdings eine Bestimmung der Dielektrizitätskonstanten der Bleihaloide.

Am geeignetsten erschien zur Untersuchung die erste Methode von NERNST[3]), wobei als Eichflüssigkeit Äther und Benzol dienten. Die Dielektrizitätskonstanten wurden entweder nach der von NERNST angegebenen Formel

$$D = (D_0 - 1)\frac{S - s}{s_0 - s} + 1$$

berechnet, oder einer Kurve entnommen, die durch Luft, Äther, Benzol und meistens auch zur genaueren Kontrolle durch Terpentinöl und Ricinusöl festgelegt wurde. Die Bleihaloide kamen teils in Gestalt von gepreßten Platten, teils in Form von Pulvern zur Verwendung. Die Platten wurden etwa nach der von J. ROSENTHAL[4]) angegebenen Methode hergestellt, wobei sich eine vom Chlorid zum Fluorid abnehmende Plastizität zeigte. Da die erhaltenen Platten wegen ihrer Zerbrechlichkeit nur schwer, die von Bleifluorid gar nicht verwendet werden konnten, wurden die Versuche auch mit den Substanzen in Pulverform wiederholt; es ergab sich dabei keine Änderung im Resultat.

---

[1]) Die Arbeit ist ausführlich als Dissertation erschienen.
[2]) C. FRITSCH, Wied. Ann. 60, 300, 1897.
[3]) W. NERNST, ZS. f. phys. Chem. 14, 622, 1894.
[4]) J. ROSENTHAL, Wied. Ann. 43, 700, 1891.

Als Mittelwerte für die Dielektrizitätskonstanten fand ich:

D $PbCl_2$ . . . . = 4,20
D $PbBr_2$ . . . . = 4,89
D PbJ_2 . . . . = 2,35
D $PbFl_2$ . . . . = 3,62

Es wurden dann die Bleihaloide geschmolzen und die erstarrte Substanz teils in Form von Platten, teils wieder pulverisiert verwendet. Die jetzt erhaltenen Resultate waren wesentlich höher, da die Halogene teilweise entwichen waren und bleireichere Substanzen sich gebildet hatten. Es ergaben sich folgende Werte:

D $PbCl_2$ . . . . = 17,26
D $PbBr_2$ . . . . = 18,78
D PbJ_2 . . . . = 62,47

Zur Kontrolle wurde dann noch die Untersuchung der nicht geschmolzenen Salze nach der DRUDEschen [1]) Methode vorgenommen. Sie diente ebenso wie die folgende hauptsächlich zur Bestimmung der Größenordnung. Die hierbei gefundenen Werte lagen z. B. für Bleichlorid zwischen den Grenzen 4,18 und 4,21, stimmten also gut überein. Dann wurde eine zweite Methode von NERNST [2]), bei welcher Wechselströme höherer Frequenz verwendet werden, benutzt. Es wurden wieder für Bleichlorid die Werte 4,20 bis 4,35 gefunden. Diese Versuche ergaben also dieselbe Größenordnung wie die der ersten Methode. Hierauf wurde noch die Methode von W. SCHMIDT [3]) zur Untersuchung herangezogen, der bei seinen Messungen für Bleichlorid den Wert 42 fand. Voraussetzung für diese Methode ist bekanntlich, daß ein Körper beim Hereinbringen in eine Flüssigkeit die Einstellung dann nicht ändert, wenn beide gleiche Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante besitzen.

Als Eichflüssigkeiten kommen hierbei Benzol, Äther, Aceton, Gemische von Benzol-Aceton und solche von Aceton-Wasser zur Anwendung. Schon die Tatsache, daß Wasser, in dem sich ein Bleisalz befand, blaues Lackmuspapier rot färbte, zeigte, daß man es hier mit einer Lösung zu tun hatte. Untersuchungen nach der KOHLRAUSCHschen Methode ergaben dann, daß mit dem Einbringen des Haloidsalzes eine enorme Erhöhung der Leitfähigkeit

---

[1]) P. DRUDE, Wied. Ann. 55, 633, 1895.
[2]) W. NERNST, ebenda 60, 606, 1897.
[3]) W. SCHMIDT, ebenda 11, 144, 1903.

verbunden ist. Aus der Löslichkeit, vielleicht auch aus der Verwendung nicht reinen Salzes läßt sich wohl der hohe SCHMIDTsche Wert erklären. Versuche nach der STARKEschen Methode [1]) lieferten wohl aus demselben Grunde nur wenig befriedigende Werte.

Es ergibt sich also das Resultat: Genaue Werte erhält man nur bei reiner Substanz; kommen, wie ich bemerkt hatte, feste Körper etwa in Pulverform und Flüssigkeit zusammen, so können die Resultate durch Lösen des Körpers in der Flüssigkeit stark verändert werden. Die Dielektrizitätskonstanten der reinen Bleihaloide sind relativ klein und haben die Werte:

$D\,PbCl_2$ . . . . $= 4{,}20$
$D\,PbBr_2$ . . . . $= 4{,}89$ [2])
$D\,PbJ_2$ . . . . $= 2{,}35$ [2])
$D\,PbFl_2$ . . . . $= 3{,}62$

[1]) H. STARKE, Wied. Ann. **60**, 629, 1897.

[2]) GRÄTZ und FOMM, ebenda **54**, 626, 1895, fanden nach einer höchst sinnreichen Methode: $D\,PbBr_2 = 42$ und $D\,PbJ_2 = 113$, was sich vielleicht dadurch erklären läßt, daß die hierbei verwendeten Stäbchen wahrscheinlich durch Schmelzen erhalten wurden.

Erlangen, Physikalisches Institut.

Über zwei Rechentafeln zum Gebrauch bei optisch-pyrometrischen Messungen;

von M. v. Pirani.

(Eingegangen am 28. November 1910.)

(Vgl. oben S. 1024.)

Bei Arbeiten auf dem Gebiete der optischen Pyrometrie kommt man außerordentlich häufig in die Lage, die aus dem WIENschen Gesetz folgende Gleichung

$$\frac{\lambda}{c} \ln A_\lambda = \frac{1}{T} - \frac{1}{S}$$

berechnen zu müssen. In der angegebenen Form bedeutet λ die Wellenlänge, c die Konstante des WIENschen Gesetzes, A_λ das Absorptionsvermögen, T die absolute wahre Temperatur, S die absolute schwarze Temperatur. Man muß in dieser Gleichung auch die Konstante c als veränderlich ansehen, da von verschiedenen Verfassern mit einer verschiedenen Konstante gerechnet worden ist, und da man oft auf verschiedene Konstanten bezügliche Beobachtungsresultate miteinander vergleichen will. Es unterliegt keinem Zweifel, daß bei der Auswertung einer großen Zahl von Beobachtungen die Rechnung einige Unbequemlichkeiten bietet und es daher wünschenswert erscheint, sie ein für allemal tabellarisch zu vereinfachen.

Wir schreiben:

$$C . \ln A = \frac{1}{T} - \frac{1}{S}$$

und trennen jetzt die Gleichung in zwei Teile, in deren erstem wir annehmen, daß C unveränderlich ist, und in deren zweitem wir C sich verändern lassen, indem wir setzen:

$$C \lg A = C' \lg A',$$

wo C der Wert für die Konstante ist, von dem wir ausgehen, C' der neue Wert, der durch Veränderung von λ oder c entstanden ist, A der Wert, der zu C gehört, A' der Wert, der zu C' gehört. Da wir A' suchen, können wir schreiben:

$$\alpha . \lg A = \lg A'.$$

Wir haben jetzt die beiden Gleichungen:

$$C \lg A = \frac{1}{T} - \frac{1}{S}$$

mit den Variablen A, T und S, und ferner

$$\alpha \lg A = \lg A$$

mit den Variablen A, A' und α.

In der ersten Gleichung setzen wir:

$$C \lg A = f_1, \ \frac{1}{S} = f_2, \ -\frac{1}{T} = f_3$$

und erhalten

$$f_1 + f_2 + f_3 = 0. \qquad 1)$$

In der zweiten Gleichung setzen wir:

$$\alpha = F_1, \ \lg A = F_2 \text{ und } \lg A' = F_3.$$

Dann ist

$$F_1 F_2 - F_3 = 0. \qquad 2)$$

Nach den von M. d'Ocagne[1]) ausgeführten Untersuchungen über graphische Darstellung durch Linienkoordinaten (in denen die Lage eines Punktes durch eine Gleichung ersten Grades zwischen zwei Variablen ausgedrückt wird), auf die hier nicht weiter eingegangen zu werden braucht, kann man Gleichung 1) durch ein Nomogramm 0. Ordnung und Gleichung 2) durch ein Nomogramm 1. Ordnung darstellen.

Wir ziehen zwei parallele Linien T' und S' in beliebigem Abstand und versehen sie mit einer regulären Teilung, z. B. Millimeterteilung. Wollen wir nun eine Tafel für die Temperaturen 1000 bis 1700° C herstellen, so haben wir zu setzen:

$$\frac{1}{1273} = 785 \,.\, 10^{-6}, \ \frac{1}{1973} = 507 \,.\, 10^{-6}.$$

Auf der Parallelen T' versehen wir die reguläre Teilung mit den Zahlen 500 bis 700, auf der Parallelen S' schreiben wir die Zahlen 800 bis 600 an. Diese Zahlenbezeichnung dient uns jedoch nur zur Konstruktion; im endgültigen Nomogramm ersetzen wir sie durch die Werte für die absolute Temperatur, die nun natürlich nicht mehr regulär fortschreiten. In der Fig. 1 ist noch eine zweite, ebenso konstruierte Doppelskala T'' und S'' gezeichnet, die für einen höheren Temperaturbereich brauchbar ist. Den

---

[1]) M. d'Ocagne, Traité de Nomographie, Paris 1899.

Zusammenhang zwischen T und $1/T$ entnehmen wir einer Rechentabelle, z. B. der Tabelle von ZIMMERMANN (Berlin 1907). Es

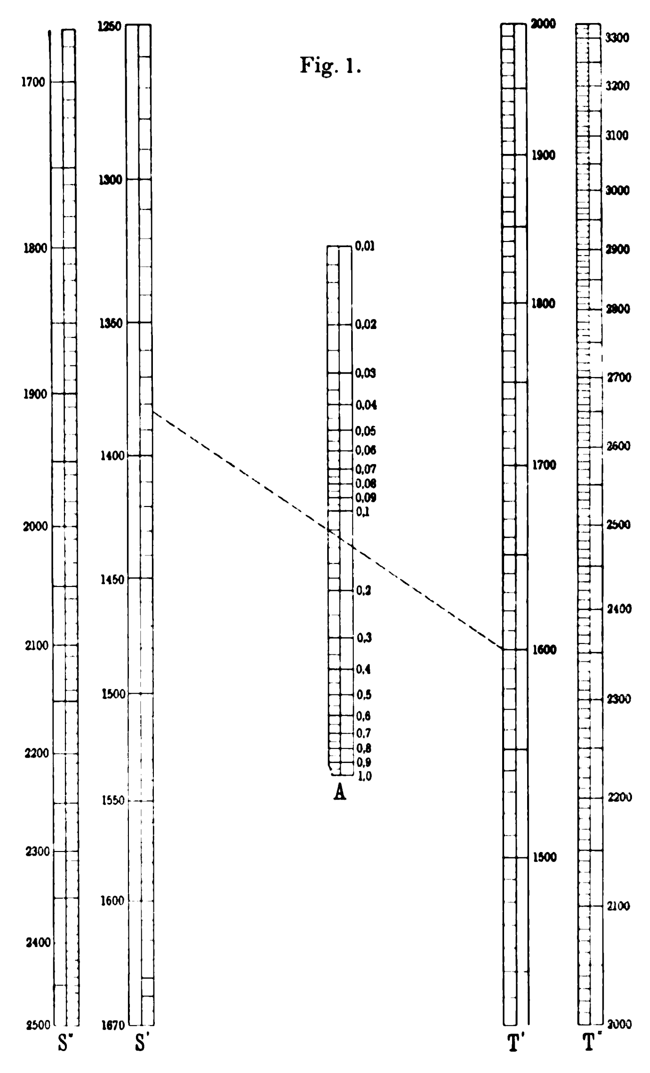
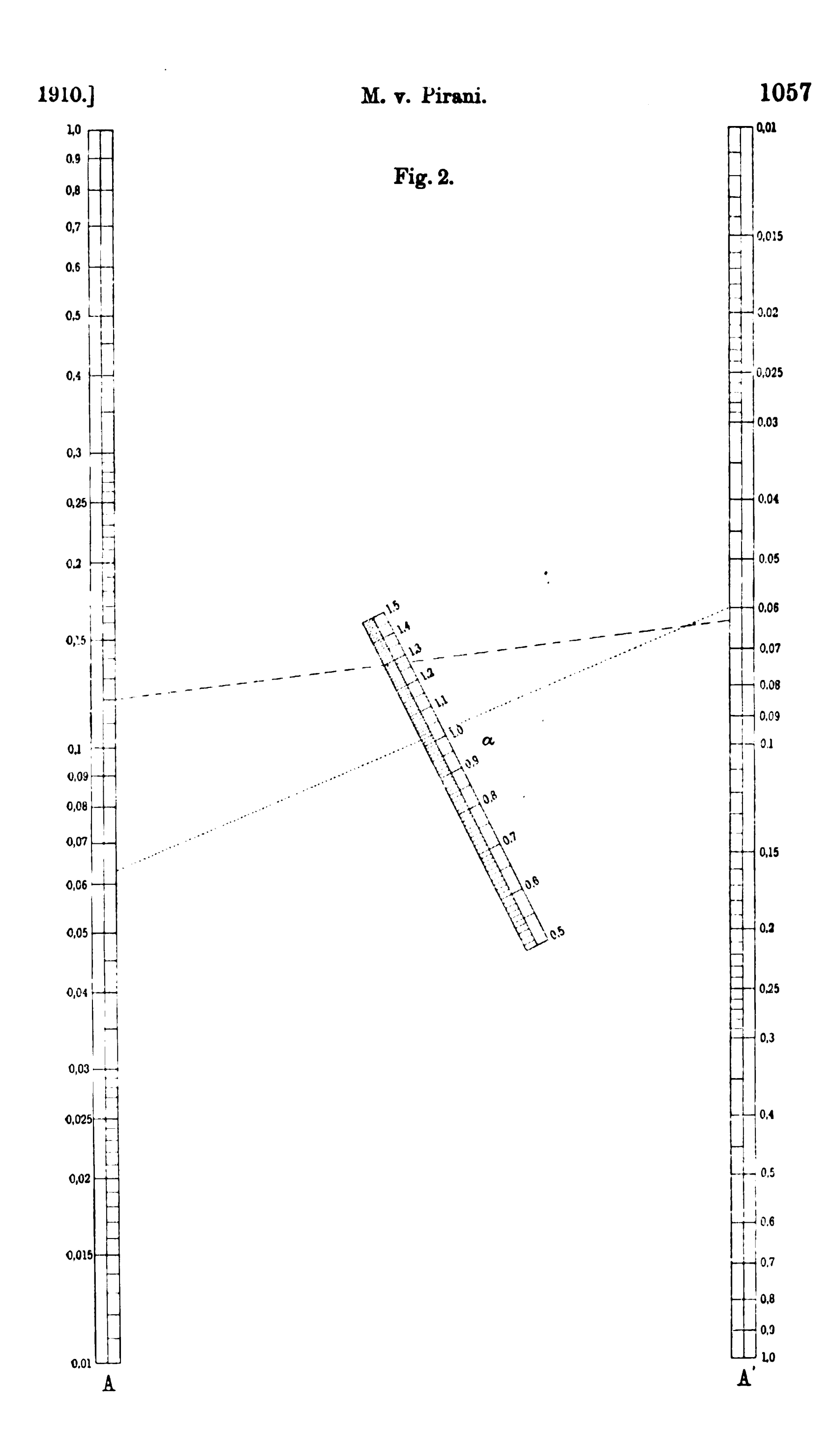


Fig. 1.

wird nun die Mittellinie zwischen den Parallelen T' und S' gezogen. Sie ist dazu bestimmt, die Absorptionswerte zu tragen. Da, wo sich alle Linien kreuzen, die zwei gleiche Werte der rezi-


Fig. 2.
1,0
0,9
0,8
0,7
0,6
0,5
0,4
0,3
0,25
0,2
0,15
0,1
0,09
0,08
0,07
0,06
0,05
0,04
0,03
0,025
0,02
0,015
0,01
A
1,5
1,4
1,3
1,2
1,1
1,0
α
0,9
0,8
0,7
0,6
0,5
0,01
0,015
0,02
0,025
0,03
0,04
0,05
0,06
0,07
0,08
0,09
0,1
0,15
0,2
0,25
0,3
0,4
0,5
0,6
0,7
0,8
0,9
1,0
A'

proken Temperatur auf den Skalen T' und S' bzw. T'' und S'' verbinden, ist für die Absorption der Wert 1 zu setzen. Die Absorption 0,1 ergibt sich durch Berechnung unserer Gleichung für $c = 14200$ und $\lambda = 650$. Sie liegt an dem Punkte, wo sich alle Linien kreuzen, die reziproke Temperaturwerte mit der Differenz $105{,}5 \cdot 10^{-6}$ verbinden. Die Strecke zwischen $A = 0{,}1$ und $A = 1$ wird logarithmisch geteilt und rückwärts bis 0,01 verlängert, was wieder ohne Rechnung geschehen kann, da man ja nur irgend eine vorliegende Teilung proportional zu verändern braucht. An die Logarithmenskala wird wie üblich direkt der Numerus angeschrieben. Man hat dann eine Tafel, mittels derer man imstande ist, für $\lambda = 650$ und $c = 14200$ die Gleichung

$$\frac{\lambda}{c} \lg A_\lambda = \frac{1}{T} - \frac{1}{S}$$

zu berechnen, wenn man zwei der Größen T, S, A kennt. Man verbindet zu diesem Zweck einfach die beiden bekannten Größen durch eine Gerade (am besten ein durchsichtiges Celluloidlineal). Auf dieser Geraden liegt dann auch die zugehörige dritte Größe[1]). Nach ganz ähnlichen Prinzipien ist das zweite Nomogramm (Fig. 2) konstruiert, dessen Verwendung nach dem vorher Gesagten ohne weiteres klar sein dürfte. Es sei an einem Beispiel der Gebrauch der Tafeln kurz dargelegt:

Suchen wir in Fig. 1 für $T' = 1600^0$ und $S' = 1383^0$ die Absorption, so ergibt sich $A = 0{,}12$ (gestrichelte Linie), und zwar gilt dies, wie oben gesagt, für $c = 14200$ und $\lambda = 650\ \mu\mu$. Haben wir bei 500 $\mu\mu$ beobachtet, so ergibt sich

$$\frac{650}{c} \lg 0{,}12 = \frac{500}{c} \lg A' \text{ oder } 1{,}3 \lg 0{,}12 = \lg A',$$

wofür wir in Tafel 2 finden: $A = 0{,}063$ (gestrichelte Linie). Wollen wir von $c = 14200$ auf $c = 14500$ umrechnen, so finden wir in ähnlicher Weise $A'' = 0{,}06$ (punktierte Linie).

[1]) Die gezeichneten Skalen umfassen in Fig. 1 nur einen verhältnismäßig kleinen Meßbereich, wenn alle Absorptionswerte zwischen 0,01 und 1 ablesbar sein sollen. Für den praktischen Gebrauch setzt man daher die Skalen an einander ($S' + S''$ und $T' + T''$) und kann dann im vorliegenden Falle alle Werte der Absorption von 0,01 bis 1,0 für Temperaturen von 1000 bis 3000° C entnehmen. Eine Reproduktion der Skalen in dieser Anordnung erschien aus Platzrücksichten nicht angängig.

Alterungs- und Umwandlungsstudien an Heuslerschen ferromagnetisierbaren Aluminium-Manganbronzen;

von E. Take.

[Vorläufige Mitteilung [1]).]

(Eingegangen am 18. Dezember 1910.)

Einleitung.

Die ferromagnetisierbaren HEUSLERschen Aluminium-Manganbronzen sind bekanntlich unmittelbar nach dem Guß im allgemeinen durchaus nicht stark magnetisierbar, man kann sie indessen durch künstliche Alterung sehr leicht in einen Zustand höherer Magnetisierbarkeit überführen. Herr FR. HEUSLER [2]) selbst sagt hierüber folgendes:

„Die Proben — die aluminiumärmeren mehr als die aluminiumreichen — befinden sich nach dem Guß in einem Zustande labilen Gleichgewichtes. Erwärmen auf etwa 110° bewirkt eine künstliche Alterung und den Übergang in die stabile, dem Maximum der Magnetisierung entsprechende Modifikation."

Hieraus ergibt sich ohne weiteres die **fundamentale** Bedeutung, welche der künstlichen Alterung bei **sämtlichen** physikalischen Untersuchungen an HEUSLERschen Legierungen zukommt. In dieser Erkenntnis hat zunächst Herr HEUSLER in Gemeinschaft mit Herrn E. HAUPT zahlreiche Alterungsversuche an seinen Legierungen ausgeführt und dabei wichtige Aufschlüsse über die starke

---

[1]) Die vorliegenden Versuche wurden von Januar 1909 bis Anfang Mai dieses Jahres ausgeführt, konnten indessen aus äußeren Gründen bisher noch nicht publiziert werden.

[2]) Über die ferromagnetischen Eigenschaften von Legierungen unmagnetischer Metalle. Von FR. HEUSLER und — unter Mitwirkung von F. RICHARZ — von W. STARCK und E. HAUPT, Schriften d. Ges. z. Bef. d. ges. Naturw. zu Marburg (5) 13, 237—300, 1904, Marburg. Auch als besondere Schrift in N. G. Elwerts Verlag (Marburg) erschienen. Vgl. ferner die vorläufige Mitteilung in den Verh. d. D. Phys. Ges. 5, 219—232, 12. Juni 1903, sowie den Auszug in der Naturw. Rundschau 21, 69—71, 1906. Der experimentelle Teil kam auch in der Inaug.-Diss. von E. HAUPT, Marburg 1904, ganz zum Abdruck.



Abhängigkeit der magnetischen Eigenschaften von der thermischen Vorgeschichte erhalten. Er gab an, daß für die „Überführung in den magnetischen Zustand" ein bestimmtes „Optimum" der Alterungstemperatur existieren müsse und daß „als Resultat jahrelanger Arbeit die unerwartet niedrige Temperatur des siedenden Toluols (110°) als die zur künstlichen Alterung von Manganaluminiumkupfer geeignete sich erwiesen" habe. Bei dieser Temperatur belief sich die Dauer der Alterung auf 2 Tage, also rund etwa 50 Stunden.

Bei Gelegenheit späterer Versuche Herrn HEUSLERS mit den Herren ASTEROTH [1]) und PREUSSER [2]) wurde allerdings die Alterungstemperatur von 110° nicht immer beibehalten, sondern im allgemeinen eine Temperatur von 140° gewählt; es kamen sogar auch höhere Temperaturen bis 212° in Anwendung; hierbei verlief dann der Alterungsprozeß wesentlich schneller. Herr HEUSLER empfahl indessen stets, mit der Alterungstemperatur nicht zu hoch zu gehen, und auf jeden Fall mindestens etwa 30° unterhalb des magnetischen Umwandlungspunktes der Ausgangsmodifikation zu bleiben.

Außer diesen von Herrn HEUSLER selbst und seinen Marburger Mitarbeitern gemachten Erfahrungen über die Alterung der Aluminium-Manganbronzen liegen bisher von anderer Seite sozusagen gar keine Mitteilungen vor. Die einzigen zusammenhängenden Alterungsmessungen stammen noch von Herrn GUMLICH; er veröffentlichte [3]) u. a. eine größere Alterungsreihe, welche sich auf ein und dieselbe Probe bezieht, und bei welcher im allgemeinen die Alterungstemperatur von 110° beibehalten wurde. Zum ersten Male wird hier die Abhängigkeit der Magnetisierung (150 Gauß) von der Alterungs**dauer** für eine bestimmte Alterungstemperatur zahlenmäßig angegeben, während bei allen früheren und auch späteren Publikationen in dieser Hinsicht gar keine quantitativen Angaben gemacht wurden.

Wir sehen also, daß über die künstliche Alterung der Aluminium-Manganbronzen bisher nur sehr wenig bekannt war. Die

---

[1]) P. ASTEROTH, Diss. Marburg 1907, ferner Verh. d. D. Phys. Ges. **10**, 21—32, 1908 und Naturw. Rundschau **23**, 249—250, 1908.

[2]) W. PREUSSER, Diss. Marburg 1908.

[3]) E. GUMLICH, Ann. d. Phys. (4) **16**, 535—550, 1905.

Anzahl der auf diesem Gebiet vorliegenden einzelnen Messungen ist zwar schon sehr groß, indessen beschränken sich alle diesbezüglichen Versuche im allgemeinen ja nur auf die Abhängigkeit der Magnetisierbarkeit von der Höhe der Alterungstemperatur, ohne für die einzelnen Temperaturen zahlenmäßige Angaben über die jeweiligen Alterungsverhältnisse zu machen. Aber selbst die Abhängigkeit von der Höhe der Alterungstemperatur ist bisher noch nicht ganz systematisch untersucht worden. Aus diesen Gründen waren eingehendere und vor allem quantitative Alterungsversuche dringend nötig.

Die eigentliche Veranlassung zur Ausführung der vorliegenden Versuche ging indessen von anderen Fragen aus. Beim Studium der Umwandlungserscheinungen HEUSLERscher Legierungen hatte ich seinerzeit gefunden [1]), daß die Lage der magnetischen Umwandlungstemperatur ungealterter Bronzen auch nicht annähernd konstant ist, daß sie vielmehr durch die thermische Vorgeschichte der Probe in ganz enormer Weise beeinflußt wird. Es stellte sich heraus, daß bei den ungealterten Aluminium-Manganbronzen jede erneute Erhitzung bis zum magnetischen Umwandlungspunkte und darauffolgende Wiederabkühlung auf Zimmertemperatur in den weitaus meisten Fällen ein Steigen der kritischen Temperatur zur Folge hatte, und zwar in dem Maße, daß z. B. nach etwa sechs bis zehn solchen Erhitzungen der kritische Punkt der magnetischen Umwandlung im allgemeinen um rund 100° C gestiegen war. Diese Beobachtung, welche ich an einer ganzen Reihe sehr verschiedenartig zusammengesetzter Legierungen anstellte, bezogen sich alle auf ungealterte Proben, so wie sie aus dem Guß erhalten wurden. Es drängt sich nun die Frage auf, in welcher Weise überhaupt das Steigen des „primären“, ursprünglichen Umwandlungspunktes unmittelbar nach

---

[1]) E. TAKE, Magnetische und dilatometrische Untersuchung der Umwandlungen HEUSLERscher ferromagnetisierbarer Manganlegierungen. Schriften d. Ges. z. Bef. d. ges. Naturw. zu Marburg (6) **13**, 299–404, 1906, auch als besondere Schrift in N. G. Elwerts Verlag (Marburg) erschienen. Vgl. ferner die vorläufige Mitteilung in der Naturf. Ges. zu Marburg vom 13. August 1904, Sitzungsber. (3) **14**, 35—49, 1905 und in der Sitzung der D. Phys. Ges. vom 3. März, Verh. **7**, 133–145, 1905, sowie den Auszug in den Ann. d. Phys. (4) **20**, 849—899, 1906 und in der Naturw. Rundschau **22**, 209—211 und 221—223, 1907.



dem Guß mit den Alterungsvorgängen bei konstanter Temperatur zusammenhängt. Hierüber wurden damals keine Versuche angestellt, ich sprach nur die Vermutung aus: „Das Wandern des ursprünglichen Umwandlungspunktes der ungealterten Bronzen zu Werten höherer Temperatur und die bei der ‚Alterung' vor sich gehenden Prozesse sind anscheinend ihrem Wesen nach eng verwandte, wenn nicht gleiche Vorgänge. Die nach dem Guß mehr oder weniger labile Legierung wird durch wiederholtes oder lang andauerndes Erhitzen auf nicht allzu hohe Temperaturen in einen Zustand stabileren Gleichgewichtes übergeführt, dessen Umwandlungspunkt höher gelegen ist. Wählt man hierbei zum Erhitzen eine passende Temperatur (Temperaturoptimum, vgl. Marb. Gesellschaftsschr. 1904, S. 257), so kann sich gleichzeitig Verstärkung der Magnetisierbarkeit ergeben. Das Studium der Umwandlungspunkte scheint demnach die Aufklärung der bisher noch wenig bekannten Alterungserscheinungen der HEUSLERschen Bronzen um vieles näher zu bringen."

Mit diesen Worten habe ich bereits seinerzeit darauf hingewiesen, wie das Studium der Umwandlungserscheinungen uns zu den Vorgängen der Alterung führt, insofern beide Prozesse anscheinend durch innere Ursachen aufs innigste miteinander verknüpft sind.

Die obigen Überlegungen bildeten nun auch den Ausgangspunkt für die vorliegenden Untersuchungen; dabei ergaben sich zugleich noch einige weitere Probleme, welche sich auf die Abhängigkeit der Magnetisierbarkeit von der Höhe der gewählten Alterungstemperatur beziehen. Herr HEUSLER gibt an, man müsse beim Altern auf jeden Fall unterhalb des magnetischen Umwandlungspunktes bleiben und sogar mindestens etwa 30°, um die Probe „in die stabile, dem Maximum der Magnetisierung entsprechende Modifikation" überzuführen. Es fragt sich aber, ob es überhaupt bloß einen stabilen Endzustand der Magnetisierbarkeit gibt, oder ob deren nicht mehrere möglich sind, je nach der Höhe der Alterungstemperatur. Wenn andererseits der primäre Umwandlungspunkt der nach dem Guß mehr oder weniger labilen Legierung mit dem Altern steigt, so drängt sich die weitere Frage auf, wie diese stabile Endlage des Umwandlungspunktes von der Alterungstemperatur selbst abhängt, ob hier

ein endgültiger, stabiler Umwandlungspunkt vorhanden, oder ob deren ev. mehrere möglich sind. Vor allem aber hatte ich die Vermutung, daß sich diese Bronzen auch bei einer etwas oberhalb des primären, ursprünglichen Umwandlungspunktes gelegenen Temperatur noch altern lassen, da ja beim Altern wegen des Steigens des ursprünglichen Umwandlungspunktes der Ausgangsmodifikation die Alterungstemperatur nach einiger Zeit doch wieder unterhalb der alsdann vorhandenen Umwandlungstemperatur liegen wird. In dieser Hinsicht ist es also von größtem Interesse, einmal die Alterung der Aluminium-Manganbronzen oberhalb des primären magnetischen Umwandlungspunktes zu versuchen, und zwar ganz systematisch bis zu möglichst hohen Temperaturen.

Zum Schluß bin ich dann noch auf einen Punkt näher eingegangen, der bisher gänzlich unberücksichtigt geblieben war, obwohl er sowohl in theoretischer wie in praktischer Hinsicht das allergrößte Interesse verdient. Es liegt nämlich auf der Hand, daß die Alterung auch von der thermischen Vorgeschichte der zu alternden Proben abhängen muß, da dieselbe ja auf Änderungen der Struktur beruht, und da andererseits die thermische Vorbehandlung für sich schon in markantester Weise die Struktur zu variieren vermag. Es wird daher in bezug auf die Alterung durchaus nicht gleich sein, in welcher Weise die Legierung bei dem Guß erkaltet ist, ob schnell oder langsam [1]. Von ganz besonderem Interesse aber ist in dieser Hinsicht das Verhalten einer HEUSLERschen Bronze, welche bis über ihren magnetischen Umwandlungspunkt erhitzt und dann abgeschreckt bzw. möglichst langsam abgekühlt wird.

Herr HEUSLER [2] fand nämlich, daß gewisse kupferreiche Aluminium-Manganbronzen von relativ noch sehr hoher Magnetisierbarkeit sich schmieden lassen; zugleich zeigte er, wie es möglich ist, speziell bei diesen Schmiedebronzen durch die oben beschriebene thermische Behandlung die Hysterese innerhalb sehr

---

[1]) Vgl. die erst nach Beendigung der oben erwähnten Versuche erschienene Mitteilung der Herren Ross und GRAY (ZS. f. anorg. Chem. 63, 349, 1909). Übrigens war auch Herrn HEUSLER, wie er mir nach Fertigstellung der diesbezüglichen Untersuchung mündlich mitteilte, bereits seit längerem bekannt, daß die beim Guß langsam abgekühlten Bronzen nach dem Erkalten schon ziemlich stark magnetisierbar und daher nur wenig alterungsfähig sind.

[2]) FR. HEUSLER, Marburger Sitzungsberichte, November 1905.

großer Grenzen ganz nach Belieben zu verändern. Die qualitativen Beobachtungen Herrn HEUSLERs wurden dann von Herrn ASTEROTH [1]) durch eine Reihe quantitativer Versuche bestätigt:

Erhitzen über den magnetischen Umwandlungspunkt, Abschrecken und Altern ergibt eine kleine Koerzitivkraft und Hysterese. Dagegen erhält man durch Erhitzen über den Umwandlungspunkt und langsame Erkaltung eine große Koerzitivkraft und Hysterese.

Zur Erklärung dieser Erscheinungen können wir uns mit Herrn F. RICHARZ [2]) vorstellen, daß „je nach den speziellen Verhältnissen bei der Abkühlung mehr oder weniger komplizierte Molekularaggregate gebildet werden. Kühle ich sehr schnell ab, d. h. schrecke ich die über den magnetischen Umwandlungspunkt erhitzte Legierung in kaltem Wasser ab, so kann man annehmen, daß jetzt die Molekeln nicht Zeit haben, alle zu komplizierteren Aggregaten zusammenzutreten, wie sie es bei langsamem Erkalten tun würden [3]).“

Diese Vorstellung ließ mich nun vermuten, daß die Alterung der Bronzen sicherlich ganz wesentlich verschieden verlaufen muß, je nach der Geschwindigkeit, mit welcher dieselben zuvor von einer oberhalb des Umwandlungspunktes gelegenen Temperatur aus abgekühlt wurden.

Angesichts der großen Bedeutung, welche die thermische Vorbehandlung für die physikalischen Eigenschaften der HEUSLERschen Bronzen besitzt, ist nun die Vorgeschichte einer jeden Probe bei den folgenden Alterungsstudien ganz besonders berücksichtigt worden. Die sämtlichen Alterungsversuche sind nämlich nach zwei verschiedenen Richtungen hin durchgeführt worden, einmal an abgeschreckten und dann auch an langsam erkalteten Proben derselben Zusammensetzung, nachdem dieselben zuvor auf eine hohe Temperatur erhitzt waren. Dabei entstand die Frage, von welcher Temperatur aus diese thermische Vorbehandlung am zweckmäßigsten geschehe. Herr ASTEROTH hatte zur Abschreckung

---

[1]) Vgl. Fußnote 1 auf S. 1060.

[2]) Vgl. P. ASTEROTH, Diss., l. c., S. 51—52.

[3]) „Daß diese Abhängigkeit von der Erkaltungsgeschwindigkeit besteht, ist auch sonst bekannt; z. B. gehen manche hoch erhitzte Mineralien bei schnellem Abkühlen in den amorphen Zustand über, während sie nach langsamem Abkühlen eine kristallinische Struktur erhalten; der letztere Zustand ist aber gegenüber dem ersteren derjenige mit den komplizierteren Molekularaggregaten.“

eine Temperatur gewählt, die nur etwa 20 bis 30° oberhalb des primären, magnetischen Umwandlungspunktes, nämlich bei 250° C, lag. Wenn aber mit dem Altern die primäre, ursprüngliche Umwandlungstemperatur steigt, wie sich das auf Grund meiner früheren Versuche über die Umwandlungen ungealterter Gußbronzen mit Sicherheit annehmen läßt, so würde ja die Lage der magnetischen Umwandlung einer Probe sehr bald nach Beginn der Alterung bereits die Abschreckungstemperatur überschritten haben. Aus diesem Grunde muß man, um die Verhältnisse übersichtlicher zu machen und nicht unnötigerweise noch mehr zu komplizieren, zur Abschreckung der Proben eine Temperatur wählen, die mindestens einige 100° oberhalb des *primären* Umwandlungspunktes liegt. Dies war für die vorliegenden Untersuchungen aber geradezu erforderlich, da ja auch Alterungsversuche *oberhalb* des ursprünglichen magnetischen Umwandlungspunktes ausgeführt werden sollten, wobei man ja noch immer *unterhalb* der Abschreckungstemperatur verbleiben mußte. Analoge Betrachtungen gelten für die Alterungsversuche an langsam erkalteten Bronzen.

Nun habe ich früher durch dilatometrische Messungen [1]) gefunden, daß bei den Heuslerschen Aluminium-Manganbronzen weit oberhalb des *magnetischen* Umwandlungspunktes im allgemeinen noch weitere, zum Teil recht bedeutende Strukturumwandlungen bei Temperaturen von etwa 400 bis 500° C auftreten. Es dürfte sich daher empfehlen, die Abschreckung sowohl wie auch die langsame Erkaltung der Proben stets von einer Temperatur aus vorzunehmen, welche auch noch *oberhalb* jener Strukturumwandlungen gelegen ist, weil man alsdann die Probe in einem Zustande hat, welcher demjenigen in der Nähe des Schmelzpunktes verhältnismäßig mehr oder minder ähnlich sein wird. Hierdurch würden wir uns also den Bedingungen des Gusses nähern und somit sicherlich bedeutend einfachere und übersichtlichere Verhältnisse schaffen, als wenn wir zum Ausgangspunkt der thermischen Vorbehandlung eine verhältnismäßig tiefe Temperatur wählen würden, welche vom Schmelzpunkt aus erst nach Durchlaufung größerer Strukturumwandlungen erreicht wird.

---

[1]) Vgl. Marburger Gesellschaftsschr. 1906, l. c., S. 80ff. und Ann. d. Phys. (4) 20, 882ff., 1906.

*



Kurze Zusammenfassung der wichtigsten Versuchsresultate.

Zur Untersuchung der im vorigen erörterten Fragen stellte mir Herr HEUSLER in liebenswürdigster Weise eine Schmiedebronze zur Verfügung, und zwar in so großen Mengen, daß ich mit diesem Material allein alle die zahlreichen Versuchsreihen zu den Alterungsstudien anstellen konnte. Ich erhielt diese Bronze in langen, zuvor gewalzten und dann hart gezogenen Rundstangen von 6,6 mm Durchmesser; dieselbe hatte eine Zusammensetzung [1]) von etwa 17 Proz. Mangan und 9 Proz. Al, und enthielt außerdem noch geringe Verunreinigungen von Eisen [2]), der Rest bestand aus Kupfer. Es sei mir gestattet, auch an dieser Stelle Herrn HEUSLER für die liebenswürdige Überlassung so vielen Materials meinen verbindlichsten Dank auszusprechen.

Die sämtlichen vergleichenden Alterungsmessungen wurden zunächst nur an diesem einen Material durchgeführt, schließlich stellte ich jedoch auch noch einige wenige Versuche mit einer gewöhnlichen Gußbronze an, um zu sehen, ob gewisse Gesetzmäßigkeiten, die sich bei der Alterung an der Schmiedebronze ergeben hatten, auch hier ihre Gültigkeit behalten. Zu diesen Versuchen benutzte ich einen Guß mit 18,1 Proz. Mangan, 9,7 Proz. Aluminium und 71,2 Proz. Kupfer, welchen ich noch als Duplikat von „Guß 2" meiner früheren Untersuchungen der Umwandlungen HEUSLERscher Bronzen bewahrt hatte [3]).

Als Ausgangspunkt für die Abschreckung der Proben wählte ich nach eingehenden Vorversuchen der oben beschriebenen Art in allen Fällen eine Temperatur von 600°, nachdem ich mich überzeugt hatte, daß die Anwendung noch höherer Abschreckungstemperaturen bis 800° aufwärts im vorliegenden Falle doch quantitativ zu denselben Alterungsverhältnissen führte. Dagegen wurde die langsame Abkühlung der Proben von 800° C aus vorgenommen.

---

[1]) Die hier angegebene Zusammensetzung ließ sich aus dem Einsatz beim Guß berechnen; eine genaue Analyse soll demnächst in der ausführlichen Publikation der vorliegenden Versuche mitgeteilt werden.

[2]) Über den Einfluß von Eisenverunreinigungen vgl. E. HAUPT, Marburger Gesellschaftsschr. 1904, l. c., S. 257 oben und 263, Tabelle 1.

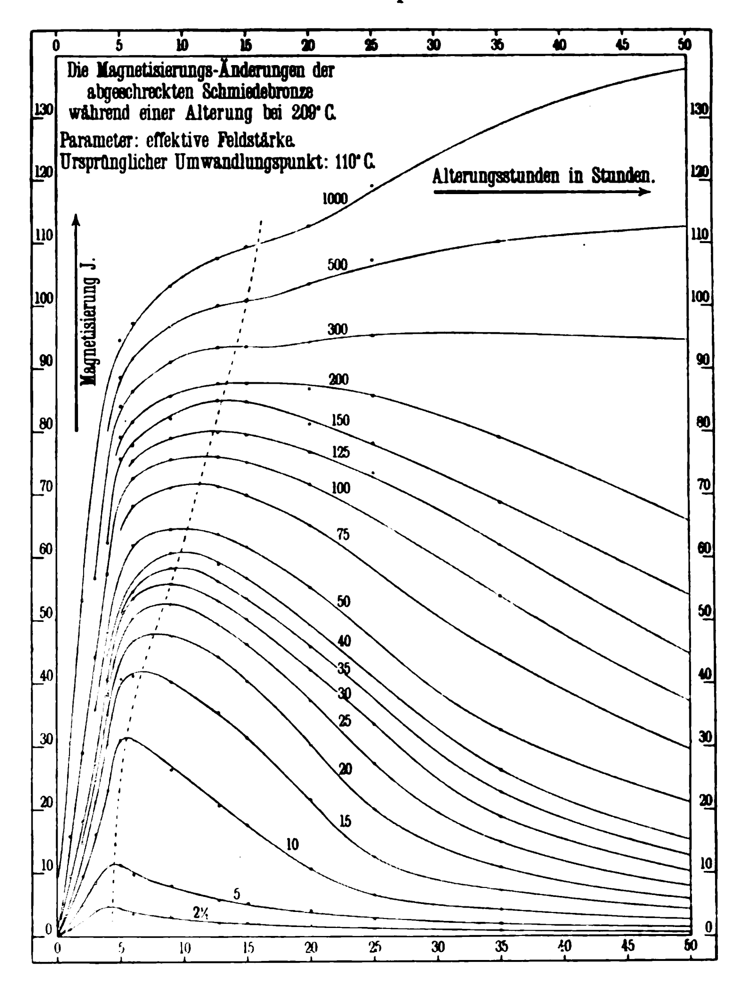
[3]) Vgl. Marburger Gesellschaftsschr. 1906, l. c., S. 70 oder Ann. d. Phys. (4) 16, 876, 1906.

Die Alterung der Schmiedebronze wurde bei 11 verschiedenen Temperaturen, von 80 bis 351° aufwärts, untersucht. Die wichtigsten Resultate dieser Versuche lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

1. Um einen klaren Überblick über die ganzen Umwandlungs- und Alterungsverhältnisse zu gewinnen, wie sie durch die vorliegenden Versuche gefunden wurden, betrachten wir am zweckmäßigsten zunächst die Alterung einer von Rotglut äußerst stark abgeschreckten Probe, und zwar bei einer Temperatur, welche unterhalb des primären, ursprünglichen Umwandlungspunktes der Ausgangsmodifikation gelegen ist. Hier zeigte sich nun das überraschende Resultat, daß überhaupt der allgemeine Charakter der ganzen Alterungsverhältnisse ein wesentlich anderer ist, als man bisher stets angenommen hatte (vgl. die Figur a. f. S.): Es nehmen nämlich nur die Magnetisierungswerte der ganz hohen Felder mit wachsender Alterungsdauer bis zur Erreichung eines stabilen Endzustandes fortwährend zu. Bei kleinen und mittleren Feldern dagegen wächst die Magnetisierung J zwar auch während der ersten Zeit (t) der Alterung an, sie erreicht dann aber ein Maximum und nimmt nunmehr wieder ab, um sich schließlich einem konstanten Grenzwert asymptotisch zu nähern! Dieses Maximum der J, t-Kurven (Parameter sei die effektive Feldstärke) ist bei äußerst kleinen Feldern nur ganz schwach ausgebildet, tritt dann aber mit steigender Feldintensität immer schärfer hervor, um sich später bei noch höheren Feldern wiederum immer mehr zu verflachen. Schließlich geht das Maximum bei Anwendung genügend starker Felder in einen Wendepunkt über; auf diese Weise wird allmählich ein stetiger Anschluß an die völlig ungestörte Form der J, t-Kurve für den Fall der Sättigung hergestellt: es ist dies genau die Form einer jungfräulichen Magnetisierungskurve.

Weiterhin besteht dann noch folgende allgemeine Gesetzmäßigkeit: Die Lage der einzelnen Maxima bzw. der sie bei hohen Feldern ersetzenden Wendepunkte in den J, t-Kurven verschiebt sich mit steigender Feldintensität immer mehr zu den höheren Alterungsstundenzahlen, erst langsam, dann bei mittleren Feldern sehr schnell, und nähert sich schließlich bei den großen Feldern

asymptotisch einem konstanten Grenzwert der Alterungszeit. Es liegen also diese sämtlichen Maxima bzw. Wendepunkte ihrerseits auf einer Kurve mit einem Wendepunkte.



Zur Erläuterung dieser im vorigen beschriebenen Alterungsverhältnisse abgeschreckter Bronzen sei auf die obenstehende Figur verwiesen, welche allerdings eine Messungsreihe **oberhalb** des ursprünglichen Umwandlungspunktes darstellt, worauf wir später (vgl. Abschnitt 12) zurückkommen. Die **unterhalb** der

primären Umwandlungstemperatur ausgeführten Messungen ergaben in qualitativer Hinsicht genau dasselbe Bild, nur sind die einzelnen Maxima nicht ganz so scharf ausgebildet. Der Übersicht halber wurden in der Figur nur die ersten 50 Alterungsstunden berücksichtigt; die weiteren bis 2100 Stunden fortgesetzten Messungen zeigen, daß die sämtlichen Kurven allmählich immer mehr horizontal verlaufen.

Außer der Magnetisierung wurde auch die Remanenz und Koerzitivkraft stark abgeschreckter Proben gemessen; auf die Einzelheiten dieser Versuche kann hier nicht näher eingegangen werden. Wichtig zur Ergänzung des vorigen ist hingegen die Beobachtung, daß die maximale Koerzitivkraft, d. i. also diejenige des Grenzzykels der Magnetisierung, im Verlauf der Alterung bis zu einem stabilen Endwert dauernd anwächst. Diese Abhängigkeit wird ebenfalls durch eine Kurve von der Form einer jungfräulichen Magnetisierungskurve dargestellt. Es sei weiterhin noch besonders darauf aufmerksam gemacht, daß der maximale Anstieg dieser Kurve zeitlich beträchtlich später erfolgt als die maximale Ausbildung der Sättigungsintensität.

2. Bevor wir in der Beschreibung der Versuchsresultate fortfahren, soll zunächst, des besseren Verständnisses halber, eine Erklärung der bisher auseinandergesetzten Alterungsverhältnisse gegeben werden. Dieselben sind durch die bisherige Annahme, daß die Alterung nur in einer Entwickelung stark ferromagnetischer Molekularmagnete bestehe, allein nicht mehr erklärbar. Vielmehr muß nebenbei noch eine zweite, von der ersten vollständig verschiedene Strukturumlagerung während der Alterung angenommen werden, welche mit einer starken Abnahme der freien Richtbarkeit der Molekularmagnete verbunden ist. Erst unter Berücksichtigung dieser zweiten Umlagerung werden die sämtlichen Beobachtungsresultate verständlich.

3. Die Ausbildung der Molekularmagnete während der Alterung bei einer bestimmten Temperatur ist durch den Verlauf der Sättigungsmagnetisierung quantitativ bestimmt. Andererseits gibt uns die maximale Koerzitivkraft gewissermaßen ein umgekehrtes Maß für die „freie Richtbarkeit“ der Molekularmagnete. Nun zeigen die Versuche, daß die Entwickelung der ferromagnetischen



Molekularmagnete nur einen ganz untergeordneten Einfluß auf die Größe der freien Richtbarkeit haben kann. Wir können somit aus dem Verlauf der maximalen Koerzitivkraft mit größter Annäherung direkt auf die Entwickelung der zweiten Alterungsstrukturänderung schließen, der zufolge die freie Richtbarkeit im Laufe der Alterung so stark herabgesetzt wird.

Man erkennt nun sehr leicht, daß unter Zugrundelegung der beiden obigen Alterungsumwandlungen und ihrer Entwickelungsgesetze qualitativ das ganze Bild der im vorigen beschriebenen Alterungsverhältnisse ohne weiteres verständlich wird. Wegen Einzelheiten muß auf die demnächst erscheinende ausführliche Publikation verwiesen werden.

4. Über das Wesen der beiden Alterungsstrukturumlagerungen kann man sich folgende Vorstellung machen: Träger der ferromagnetischen Eigenschaften bei den Aluminium-Manganbronzen ist nach der Annahme Herrn HEUSLERS [1]) die einzelne Molekel der chemischen Verbindung $(AlM_3)_1$ oder eine polymere Modifikation derselben $(AlM_3)_x$, worin M teils Mangan-, teils Kupferatome sein können, die sich in wechselnden Mengen isomorph vertreten. Diese Annahme drängt nun ganz entschieden zu der Vorstellung, daß bei hohen Temperaturen die relativ komplizierte Verbindung $(AlM_3)_x$ in mehr oder minder große Bruchstücke dissoziiert ist, und daß dann die bei der Alterung abgeschreckter Proben (oder auch durch langsame Abkühlung von hohen Temperaturen aus) auftretende Bildung stark ferromagnetischer Molekularmagnete erst durch Assoziation der chemischen Verbindung $(AlM_3)_x$ zustande kommt. Diese Ansicht wird auch von den Herren RICHARZ [2]) und HEUSLER vertreten.

---

[1]) Vgl. W. PREUSSER, Diss., l. c., S. 85—88, 1908, ferner FR. HEUSLER, Wallach-Festschrift, S. 467—477, Göttingen 1909.

[2]) Vgl. den Bericht über den Magnetismus der Legierungen, welchen Herr F. RICHARZ im September dieses Jahres dem Internationalen Kongreß für Elektronik in Brüssel vorgelegt hat.

Herr RICHARZ weist auch auf Grund seiner Erklärung des Atommagnetismus durch rotierende Elektronen (Sitz.-Ber. d. Niederrh. Ges. zu Bonn, 4. Dez. 1893; Sitz.-Ber. d. Münch. Akademie 24, 3, 1894; Wied. Ann. 52, 410, 1894) auf zwei Möglichkeiten hin, wie man sich die ferromagnetischen Eigenschaften der chemischen Verbindung $(AlM_3)_x$ vorstellen könne. Entweder sei nämlich die Bildung der Molekularmagnete während

Wie die vorliegenden Untersuchungen erst gezeigt haben, existiert nun aber außerdem noch eine zweite, von der ersten wesensverschiedene Strukturumlagerung, der zufolge die freie Richtbarkeit der Molekularmagnete mit wachsender Alterungsdauer stark abnimmt. Diese zweite Konstitutionsänderung kann man sich vorstellen als eine Komplexbildung zwischen den einzelnen Molekularmagneten. Damit wird zugleich ein Anschluß an die frühere Annahme (l. c.) von Herrn RICHARZ zur Erklärung der HEUSLER-ASTEROTHschen Versuche geschaffen, daß nämlich eine Legierung um so größere Molekularkomplexe enthält, je langsamer dieselbe von einer oberhalb des magnetischen Umwandlungspunktes gelegenen Temperatur aus abgekühlt wurde. Hierin ist andererseits enthalten, daß langsame Abkühlung und künstliche Alterung abgeschreckter Proben ihrem Wesen nach dieselben Vorgänge darstellen, insofern bei beiden dieselbe Entwickelungstendenz der inneren Strukturumlagerungen zugrunde liegt: Die künstliche Alterung bewirkt also nur eine Auslösung unterkühlter, labiler Zustände mit Hilfe der thermischen Bewegung, worauf ja ganz allgemein bereits Herr HEUSLER in seiner ersten diesbezüglichen Publikation hingewiesen hat. Indessen führen die Alterungsversuche, wie später näher auseinandergesetzt wird, doch nicht alle zu einem und demselben stabilen Endresultat, vielmehr treten je nach der Höhe der Alterungstemperatur die verschiedensten stabilen Endzustände auf. Auch lassen sich anscheinend durch Alterung unter Umständen noch stabilere Verhältnisse schaffen, als sie selbst durch die langsamste Abkühlung je experimentell zu erreichen sind.

---

der Alterung durch konstitutive Änderungen der Struktur bedingt, wodurch innerhalb des Molekularverbandes Elektronen zum Rotieren gelangen, die vorher nicht rotierten (ZS. f. anorg. Chem. 61, 271, 1909), oder aber, es könne im Manganatom die Richtbarkeit der rotierenden Elektronen für gewöhnlich durch benachbarte, elektrisch entgegengesetzt geladene Elementarquanten oder auch auf andere Weise behindert sein, während diese Behinderung durch die in den HEUSLERschen Legierungen vorhandenen Verbindungen des Manganatoms mit Aluminium- und Kupferatomen beseitigt werde (vgl. die Diss. von W. GEBHARDT, Marburg 1909, S. 35–36, oder F. RICHARZ, Marburger Sitzungsbericht vom 4. Aug. 1910).

Man könnte übrigens vom elektronentheoretischen Standpunkte auch noch eine andere Vorstellung zulassen, worauf ich in der ausführlichen Publikation zu sprechen kommen werde.

5. Bis hierher war nur von einer Alterung stark abgeschreckter Proben unterhalb ihrer ursprünglichen Umwandlungstemperatur die Rede. Die weiteren Versuche haben nun ergeben, daß dieser primäre Umwandlungspunkt im Laufe einer Alterung steigt, was ja mit meinen früheren Erfahrungen (l. c.) über das Wandern dieses Punktes infolge thermischer Behandlung übereinstimmt. Es ist daher ganz plausibel, daß sich dann andererseits meine in der Einleitung (S. 1063) ausgesprochene Vermutung bestätigt hat, insofern nämlich auch oberhalb des ursprünglichen Umwandlungspunktes abgeschreckter Proben eine ferromagnetische Alterung sehr wohl möglich ist. Diese Untersuchungen wurden bis zu möglichst hohen Temperaturen hinauf ausgedehnt. Um indessen die ganzen Alterungsverhältnisse scharf abgrenzen zu können, müssen wir zunächst die neuen Resultate betrachten, welche das Studium der magnetischen Umwandlungen ergeben hat.

6. Im Laufe einer jeden Alterung verschiebt sich die ursprüngliche magnetische Umwandlungstemperatur der Probe im allgemeinen zu höheren Werten. Die vorliegenden Versuche haben gezeigt, daß diese Verschiebung am größten ist bei möglichst stark abgeschreckten Proben, und daß sie andererseits mit zunehmender Dauer der vorhergehenden Abkühlung von Rotglut aus immer geringer ausfällt, um schließlich bei äußerst langsam erkalteten Proben ganz zu verschwinden. Hierzu muß aber noch bemerkt werden, daß diese Verhältnisse sich in der eben geschilderten Weise nur dann geltend machen, wenn wir eine Alterungstemperatur nehmen, welche nicht höher liegt als der ursprüngliche magnetische Umwandlungspunkt einer extrem langsam abgekühlten Probe.

7. Die Verschiebung des ursprünglichen Umwandlungspunktes während der Alterung bei einer bestimmten, aber nicht zu hohen Temperatur (vgl. den Schlußsatz des vorigen Abschnitts 6) läuft bei äußerst stark abgeschrecktem Material zunächst parallel der Entwickelung der Sättigungsintensität der Magnetisierung, dagegen wird die Höhe, bis zu welcher sich die Umwandlungstemperatur dabei schließlich verschiebt, durch den jeweiligen Endwert der maximalen Koerzitivkraft nach erledigter

Alterung, d. i. also durch die Größe der definitiven Komplexbildung, bedingt.

Dieses Verhalten kann man sich folgendermaßen klar machen. Bei einer gealterten Bronze wird infolge der Wärmebewegung mit steigender Temperatur eine zunehmende Dissoziation der vorhandenen Molekularmagnete stattfinden, bis dieselben schließlich beim magnetischen Umwandlungspunkt wieder gänzlich in ihre Bruchstücke zerfallen sind. Offenbar tritt nun die Temperatur, bei welcher dieser Endzustand erreicht wird, um so später ein, je mehr Molekularmagnete bei Zimmertemperatur vorhanden waren. Wenn aber andererseits, wie im vorliegenden Falle, die Molekularmagnete nicht frei, sondern in mehr oder minder komplizierten Komplexen miteinander verbunden sind, so müssen zunächst diese Komplexe in ihre einzelnen Bausteine $(AlM_3)_x$ zerfallen, bevor die letzteren zur Dissoziation gelangen können. Nun bedingt aber Komplexbildung eine starke Herabsetzung der molekularen Bewegungsfreiheit. Die in der Bronze vorhandenen Molekularmagnete werden also mit steigender Temperatur um so später aufgelöst, je größer und komplizierter die einzelnen Komplexe, in denen dieselben untereinander verbunden sind. Hieraus erkennt man nun ohne weiteres, warum die stabile Endlage des Umwandlungspunktes nach erledigter Alterung durch die jeweilige Größe der zum Schluß vorhandenen Komplexbildung bedingt ist. Andererseits ist es aber auch ganz verständlich, daß mit beginnender Alterung die Verschiebung des Umwandlungspunktes parallel der Ausbildung der Molekularmagnete verläuft, wenn man bedenkt, daß ja die Komplexbildung erst dann stark einsetzt, wenn die Assoziation der Molekularmagnete zum weitaus größten Teile bereits beendigt ist.

Zum Schluß sei noch bemerkt, daß die Abhängigkeit der Umwandlungstemperatur von der Alterungsdauer graphisch durch eine Kurve von der Form der jungfräulichen Magnetisierungskurve dargestellt wird. Es nähert sich also die magnetische Umwandlungstemperatur mit fortlaufender Alterung asymptotisch einer Endlage, welche der stabilen Endmodifikation der betreffenden Alterungsreihe entspricht. Wir können diese zum Schluß einer bestimmten Alterungsreihe erreichte Umwandlung als den

stabilen Umwandlungspunkt der betreffenden Alterungstemperatur bezeichnen.

8. Nach den Erörterungen des vorigen Abschnitts 7 verschiebt sich bei abgeschreckten Proben die Höhe des stabilen, endgültigen Umwandlungspunktes einer Alterungsreihe mit der Temperatur der letzteren in derselben Weise wie die Größe der im stabilen Endzustand der einzelnen Alterungen erreichten maximalen Koerzitivkraft (vgl. Abschnitt 12). Dies kommt darin zum Ausdruck, daß mit steigender Alterungstemperatur auch die Lage des jeweiligen stabilen Umwandlungspunktes zunächst immer höher zu liegen kommt, bis sie schließlich nach asymptotischer Erreichung eines maximalen Wertes wieder langsam etwas abnimmt. Diese obere Grenze der sämtlichen stabilen Umwandlungstemperaturen fällt zusammen mit demjenigen ursprünglichen magnetischen Umwandlungpunkt, den dieselbe Probe nach extrem langsamer Abkühlung von Rotglut aus ergeben würde. Bei allen Alterungen abgeschreckter Proben, die tiefer liegen als die obere Grenze der stabilen Umwandlungspunkte, werden die Höhen der verschiedenen endgültigen Umwandlungstemperaturen als Funktion der zugehörigen Alterungstemperaturen durch eine Kurve von der Form einer jungfräulichen Magnetisierungskurve dargestellt.

Die obere Grenze der sämtlichen stabilen Umwandlungspunkte ist also bekannt; ob die untere Grenze derselben mit dem primären, ursprünglichen Umwandlungspunkt stark abgeschreckter Proben selbst zusammenfällt, oder ob hier unter Umständen eine oberhalb des letzteren gelegene besondere Grenze vorhanden, ist durch Versuche nicht entschieden, dagegen wäre auf Grund der sonstigen Beobachtungsresultate die Annahme einer besonderen unteren Grenze der stabilen Umwandlungstemperaturen wohl plausibel. Diese untere Grenze der stabilen Umwandlungspunkte dürfte möglicherweise mit derjenigen Temperatur zusammenfallen, bei welcher der rapide Anstieg in den stabilen Endwerten der maximalen Koerzitivkraft, d. i. also der Komplexbildung, beginnt.

9. Die Umwandlungsverhältnisse stark abgeschreckter Proben sind jetzt also durch die Versuche klargelegt. Was andererseits die magnetischen Umwandlungspunkte langsam er-

kalteter Proben anbetrifft, so kann man deren Verhalten auf Grund der vorigen Angaben nunmehr voraussagen. Es muß die primäre Umwandlungstemperatur vor Beginn einer Alterung um so höher liegen, je langsamer die Abkühlung vorgenommen wurde; hier existiert dann eine obere Grenze, welche mit derjenigen der stabilen Umwandlungspunkte abgeschreckter Proben zusammenfällt. Zugleich folgt hieraus, daß der primäre Umwandlungspunkt einer langsam erkalteten Bronze um so weniger durch eine Alterung modifiziert werden kann, je größer die Abkühlungsdauer gewesen ist. Wir haben somit bei den Umwandlungspunkten einen kontinuierlichen Übergang von der vollkommenen Abschreckung zur äußerst langsamen Abkühlung, insofern die primäre Lage der Umwandlung, von derjenigen der vollkommen abgeschreckten Proben ausgehend, mit zunehmender Abkühlungsdauer immer höher steigt, um schließlich mit der oberen Grenze der stabilen Umwandlungspunkte zusammenzufallen.

10. Hiermit sind die Erörterungen über die magnetischen Umwandlungen erledigt, wir kommen jetzt zu den Erscheinungen der Alterung zurück.

Früher hatte man angenommen, daß bei den HEUSLERschen Legierungen eine Erzeugung stark ferromagnetischer Eigenschaften durch künstliche Alterung nur dann erfolgen könne, wenn dieselbe unterhalb des magnetischen Umwandlungspunktes der Ausgangsmodifikation gelegen sei, und daß dabei für die Überführung in einen möglichst stark magnetisierbaren Zustand ein „Temperaturoptimum“ (l. c.) existiere, welches sich mindestens 30° unterhalb jener Umwandlungstemperatur befinde. Diese Annahmen lassen sich auf Grund der neuen Alterungsversuche nicht mehr ganz aufrecht erhalten. Schon die oben erwähnten Beziehungen des magnetischen Umwandlungspunktes zur Alterung lassen vermuten, daß der allgemeine Charakter der ferromagnetischen Alterungsverhältnisse einer Bronze durch die Lage der primären Umwandlungstemperatur im allgemeinen nicht im mindesten beeinflußt wird; in der Tat ist dies durch die Versuche bestätigt worden. Im Gegensatz dazu tritt aber oberhalb der oberen Grenze der Umwandlungspunkte eine scharfe Änderung der ganzen Alterungsverhältnisse ein. Dies läßt sich sehr wohl verstehen, wenn man bedenkt, daß die Bronze oberhalb

ihres maximal möglichen, magnetischen Umwandlungspunktes stets nur sehr schwach magnetische Eigenschaften zeigt. Somit ergibt also die obere Grenze der stabilen Umwandlungspunkte (oder, was dasselbe ist, der ursprüngliche, primäre Umwandlungspunkt einer extrem langsam erkalteten Probe) eine natürliche Einteilung der ganzen Alterungsverhältnisse einer Bronze in zwei Gebiete mit vollständig verschiedenem Alterungscharakter.

11. Was zunächst die Erscheinungen oberhalb des maximal möglichen Umwandlungspunktes anbetrifft, so zeigt sich, daß hier bei den nur wenig oberhalb des letzteren gelegenen Temperaturen innerhalb der allerersten Zeit zwar auch noch eine ziemlich stark ferromagnetische Alterung einsetzt; recht bald jedoch mit zunehmender Alterungsdauer nimmt die bereits stark entwickelte Sättigungsmagnetisierung sowie auch die maximale Koerzitivkraft wieder ganz bedeutend ab, entsprechend einer teilweisen Auflösung der vorhandenen Komplexe und Molekularmagnete.

Diese Verhältnisse wurden an der Schmiedebronze bis zu einer Temperatur verfolgt, die 70° oberhalb des ursprünglichen Umwandlungspunktes (etwa 280°) einer extrem langsam erkalteten Probe gelegen war. Man könnte nun durch immer höher gelegene Alterungstemperaturen einen Anschluß an die bereits oben erwähnten Verhältnisse versuchen, welche sich bei einer bis zur Rotglut erhitzten Probe ergeben. Indessen dürften hierbei im allgemeinen noch weitere Komplikationen zu erwarten sein, da ja meine früheren Dilatationsmessungen (l. c.) an HEUSLERschen Legierungen ergeben haben, daß meistens bei Temperaturen von 400 bis 500° noch weitere, zum Teil ganz bedeutende Strukturumwandlungen vorhanden sind.

12. Um andererseits die Alterungsverhältnisse unterhalb der oberen Grenze der Umwandlungspunkte klar zu übersehen, betrachtet man am besten zunächst nur die Alterung abgeschreckter Proben, und sodann erst diejenige der mehr oder weniger langsam erkalteten Proben.

Bei stark abgeschreckten Proben ergibt sich unterhalb des maximal möglichen magnetischen Umwandlungspunktes im allgemeinen stets derselbe qualitative Charakter ferromagnetischer Alterung, derselbe ist im Abschnitt 1 bereits bei Erörterung der Alterungsverhältnisse unterhalb des ursprüng-

lichen Umwandlungspunktes eingehend beschrieben worden und kommt in der Figur auf S. 1068 sehr deutlich zum Ausdruck. Nur am oberen Ende dieses Temperaturbereiches ist ein deutlicher Übergang zu den im vorigen Abschnitt beschriebenen Verhältnissen zu erkennen, entsprechend einem Zerfall der bereits gebildeten Komplexe und Molekularmagnete.

Die quantitativen Resultate der Alterung variieren dagegen ganz bedeutend mit der Höhe der Temperatur. Es ergab sich zwar, daß die im stabilen Endzustand erreichte Sättigungsmagnetisierung, also die maximale Bildung von Molekularmagneten, bei allen Alterungstemperaturen unterhalb des oben erwähnten Übergangsintervalls sehr nahe dieselbe ist. Andererseits aber nimmt in diesem Temperaturbereich der stabile Endwert der maximalen Koerzitivkraft, also die definitive Komplexbildung, mit steigender Alterungstemperatur dauernd zu. Dabei wird die Abhängigkeit der definitiven Komplexbildung von der Höhe der Temperatur durch eine Kurve von der Form einer jungfräulichen Magnetisierungskurve wiedergegeben, wie oben bereits bei der Besprechung der stabilen Umwandlungspunkte erwähnt werden mußte. Es existiert also für die definitive Komplexbildung mit steigender Alterungstemperatur ein Intervall maximaler Ausbildung. Die Versuche ergaben nun, daß gerade der Beginn[1]) dieses Temperaturintervalls maximaler Komplexbildung auch in den quantitativen Alterungsverhältnissen sehr scharf zum Ausdruck kommt. Betrachtet man nämlich die quantitativen Alterungswerte einer abgeschreckten Probe von den tiefsten Temperaturen an aufwärts, so zeigt sich eine stetige Verschiebung dieser ganzen Verhältnisse in einer ganz bestimmten Richtung (vgl weiter unten, S. 1078), bis das im vorigen erwähnte Temperaturintervall maximaler Komplexbildung erreicht wird. Von hier ab treten mit weitersteigender Temperatur in der stetigen Abstufung der quantitativen Alterungserscheinungen mit einem Male recht deutliche Anomalien zutage, obwohl der qualitative Charakter der Alterung hier noch immer derselbe ist wie bei ganz tiefen Temperaturen. Allerdings zeigte die untersuchte

[1]) Es sei daran erinnert (vgl. Abschnitt 8), daß dieser Punkt möglicherweise mit der unteren Grenze der sämtlichen stabilen Umwandlungspunkte zusammenfällt.



Schmiedebronze bei diesen hohen Alterungstemperaturen (oberhalb 150 bis 160°), bei denen die Komplexbildung sich in verstärktem Maße geltend macht, auch sonst des öfteren mannigfache scheinbare Störungen, für welche keine Erklärung gefunden wurde. Wir wollen nun für das folgende auch dieses Störungsgebiet außer Betracht lassen und somit unsere weiteren Betrachtungen auf jene Temperaturen beschränken, welche unterhalb des Temperaturintervalls maximaler Komplexbildung gelegen sind. Es sei noch besonders hervorgehoben, daß wenigstens bei der untersuchten Schmiedeprobe der so abgegrenzte Temperaturbereich die ursprüngliche, primäre Lage (110°) der Umwandlung nach oben hin noch ziemlich beträchtlich (etwa 40 bis 50°) überschreitet; dies dürfte aber höchstwahrscheinlich auch sonst bei anders zusammengesetzten Bronzen wohl der Fall sein.

Die quantitativen Alterungsverhältnisse unterhalb des Temperaturintervalls maximaler Komplexbildung lassen sich nun folgendermaßen zusammenfassen: Mit abnehmender Alterungstemperatur nehmen die zur Erreichung der einzelnen J-Maxima in den J,t-Kurven (Parameter: Feldstärke), sowie die zur Überführung in den stabilen Endzustand erforderlichen Alterungszeiten immer mehr zu, gleichzeitig wachsen auch die Höhen der einzelnen J-Maxima, sowie die Werte der zum Schluß der Alterungen erreichten Maximalsuszeptibilität.

Diese ganzen Verhältnisse erklären sich sehr einfach durch Zusammenwirken der beiden Alterungsumlagerungen, wenn man berücksichtigt, daß die Komplexbildung ihrer absoluten Größe (vgl. oben) und die beiden Umlagerungen außerdem auch ihrem zeitlichen Verlaufe nach mit der Höhe der Temperatur variieren. In letzterer Beziehung braucht man nur anzunehmen, daß die beiden Strukturänderungen um so langsamer vor sich gehen, je tiefer die Temperatur gelegen ist; diese Annahme ist aber ganz plausibel.

13. Bisher wurden stets nur die Alterungsverhältnisse stark abgeschreckter Bronzen betrachtet. Bei den langsam erkalteten Proben ist bereits im Laufe der Abkühlung Zeit genug vorhanden zur Bildung von Molekularmagneten und deren Komplexe; diese Ausbildung geht um so weiter vor sich, je langsamer die Abkühlung von hohen Temperaturen gewählt wird. In gleichem

Maße nimmt also die Alterungsmöglichkeit ab, da wir ja bereits durch die thermische Vorbehandlung mehr oder minder stark ferromagnetisierbares Material erhalten haben; allerdings ist dieses stets magnetisch mehr oder minder hart. Andererseits geht aus den Erörterungen des vorigen ohne weiteres hervor, daß bei langsam erkalteten Proben durch künstliche Alterung zwar in den meisten Fällen noch eine weitere Bildung von Molekularmagneten möglich sein wird, daß dagegen eine stärkere Ausbildung der bereits vorhandenen Komplexe nur dann eintritt, wenn man eine Alterungstemperatur wählt, die so hoch liegt, daß sie überhaupt imstande ist, noch stärkere Komplexe zu bilden, als dies schon durch die langsame Abkühlung erreicht wurde.

14. Die in den beiden letzten Abschnitten dargestellten Versuchsergebnisse lassen erkennen, warum wir bei der Alterung HEUSLERscher Bronzen nicht schlechtweg von einem „Temperaturoptimum" zur „Überführung in einen möglichst stark magnetisierbaren Zustand" sprechen können. Es läßt sich nur so viel sagen, daß zur Erreichung großer Maximalsuszeptibilität, also magnetisch möglichst weichen Materials, zunächst eine möglichst starke Abschreckung von Rotglut aus und dann eine Alterung bei möglichst tiefer Temperatur erforderlich ist. Die Sättigungsmagnetisierung dagegen nimmt bei allen Alterungstemperaturen bis ziemlich dicht unterhalb der oberen Grenze der Umwandlungspunkte stets sozusagen denselben Wert an.

Mit der Erniedrigung der Alterungstemperatur wird allerdings praktisch bald eine Grenze gesetzt sein, indem die Alterung zuletzt ungeheuer lange dauert. Man könnte hier noch die prinzipielle Frage aufwerfen, ob es nicht nach unten hin eine absolute Grenze für die ferromagnetische Alterungsfähigkeit überhaupt gibt. Das ist nun sicherlich wohl der Fall: Diese Grenze wird erreicht, sobald die Kräfte der thermischen Bewegung nicht mehr ausreichen, um die beim unterkühlten Zustande in fester Lösung befindlichen Bestandteile zu Molekularmagneten zusammenzuführen.

Ob unter Umständen bei Zimmertemperatur noch eine ferromagnetische Alterung möglich ist, und wie schnell hierselbst die Umlagerungsgeschwindigkeit etwa sein würde, ist bisher noch nie untersucht worden. Ich habe nun in dieser Hinsicht Versuche mit einem Duplikat der bereits von Herrn ASTEROTH untersuchten

Schmiedebronze angestellt; hierbei ergab sich innerhalb 13 Monaten eine deutliche Zunahme der magnetischen Eigenschaften, so nahm der J-Wert z. B. für ein Feld von 10 Gauß um 25 Proz., für ein Feld von 1000 Gauß sogar um rund 34 Proz. zu. Es ist dies somit die erste Beobachtung einer Alterung bei Zimmertemperatur.

15. Die Alterungsstrukturumlagerungen zeigen unter Umständen ziemlich starke und lang andauernde Nachwirkungserscheinungen. Im allgemeinen sind dieselben um so geringer, je weiter die Ausbildung der Molekularmagnete bzw. deren Komplexe vorgeschritten ist. Im einzelnen aber ergaben sich hier, besonders nach kürzeren Alterungszeiten, noch sehr viele Beobachtungsresultate, welche die zugrunde liegenden Gesetzlichkeiten nicht erkennen ließen, was durch Übereinanderlagerung der verschiedenen hier möglichen Nachwirkungen sehr gut verständlich ist.

16. Die im vorigen beschriebenen Alterungserscheinungen zeigten sich sowohl bei der Schmiedeprobe wie auch bei der gewöhnlichen Gußprobe, in bezug auf die allgemeinen Alterungsverhältnisse besteht also zwischen beiden kein genereller Unterschied.

17. Es unterliegt wohl keinem Zweifel, daß diese sämtlichen an Aluminium-Manganbronzen beobachteten Alterungserscheinungen sich generell auch bei allen anderen HEUSLERschen Legierungen wiederfinden; an Stelle der obigen Verbindung $(AlM_3)_x$ wären dann die entsprechenden anderen Verbindungen einzusetzen.

Bereits durch die zahlreichen, ersten orientierenden Alterungsversuche, welche Herr HEUSLER in Gemeinschaft mit Herrn HAUPT unternahm, wurde festgestellt, daß ein Erhitzen auf zu hohe Temperaturen unter Umständen den magnetischen Zustand der Bronzen verschlechtern kann, und ferner, daß solche „Proben, welche durch längere Überhitzung ‚verdorben‘ sind, in vielen Fällen durch nachfolgendes Erhitzen auf niedere Temperaturen nicht in den magnetischen Zustand gebracht werden können, welcher erreicht wird, wenn nicht überhitztes Material auf dieselbe niedere Temperatur erwärmt wird“. Diese früheren qualitativen Beobachtungen sind jetzt im Lichte der vorliegenden Versuchsresultate ohne weiteres verständlich.

Zum Schluß sei noch besonders darauf hingewiesen, daß durch die vorliegenden Versuche zwar die meisten der bisherigen Annahmen über die qualitativen und quantitativen Alterungsverhältnisse der HEUSLERschen Legierungen sich als irrig erwiesen haben, daß indessen die Schlußfolgerungen der STARCK-HAUPT-PREUSSERschen Messungen hierdurch wohl keine Änderung erfahren dürften, so daß wir nach wie vor mit Herrn HEUSLER die Verbindung $(AlM_3)_x$ als den Träger der ferromagnetischen Eigenschaften ansehen müssen. Andererseits sind die Beobachtungen des Herrn ASTEROTH auch durch die vorliegenden Versuche vollkommen bestätigt worden.

Schluß.

Die vorliegenden Alterungsstudien HEUSLERscher Aluminium-Manganbronzen haben also im wesentlichen zur Aufdeckung zweier neuer Grundtatsachen der ganzen Alterungsprozesse geführt. Zunächst wurde gezeigt, welche innigen Beziehungen zwischen der Lage der magnetischen Umwandlungstemperatur und den Abkühlungs- bzw. Alterungsvorgängen bestehen, womit zugleich auch die Resultate meiner früheren Umwandlungsversuche ihre Erklärung gefunden haben. Das wichtigste Ergebnis dieser Arbeit ist aber zweifellos der Nachweis, daß außer der bisher nur angenommenen einen Strukturänderung beim Altern, welche die Ausbildung der Molekularmagnete zur Folge hat, nebenher noch eine nicht minder wichtige zweite Umlagerung vor sich geht, durch welche die freie Richtbarkeit der Molekularmagnete in wesentlichster Weise beeinflußt wird, und welche man sich als eine Komplexbildung zwischen den einzelnen Molekularmagneten vorstellen kann. Es hat sich gezeigt, daß gerade diese zweite Alterungsumlagerung zu Magnetkomplexen, von der bisher als Resultat der Alterung noch gar nichts bekannt war, die ganzen Alterungserscheinungen unter Umständen in markantester Weise zu modifizieren vermag, und dabei die innere Konstitution dieser Legierungen in einschneidendster Weise verändert. Wir können daher mit Sicherheit voraussagen, daß diese zweite Alterungsstrukturänderung außer bei den magnetischen auch noch bei anderen physikalischen Messungen deutlich zutage treten wird.

*

In der Tat ist mittlerweile[1]) auch bereits auf gänzlich anderem Gebiete ein neuer experimenteller Nachweis für diese zweite Strukturänderung erbracht worden. Herr DIPPEL sollte auf Veranlassung von Herrn F. RICHARZ die auch von mir untersuchte HEUSLERsche Schmiedebronze sowohl in abgeschrecktem wie langsam erkaltetem Zustande auf ihre spezifische Wärme hin untersuchen, um zu entscheiden, ob sich die durch die thermische Vorbehandlung bedingten Konstitutionsänderungen, wie sie von den Herren HEUSLER und ASTEROTH durch magnetische Versuche nachgewiesen wurden, auch durch die Eigenschaften der spezifischen Wärme zu erkennen geben, was nach der von Herrn F. RICHARZ aufgestellten kinetischen Theorie der festen Körper sehr wohl zu vermuten war.

In der Tat ließen sich diese Annahmen durch die Versuche bestätigen: es wurde dieselbe Schmiedebronze von der Temperatur 800° aus einmal abgeschreckt bzw. ein anderes Mal sehr langsam abgekühlt; dabei ergab die langsam abgekühlte Probe einen Wert der spezifischen Wärme, welcher 1,80 Proz. kleiner war als derjenige der abgeschreckten, ungealterten Probe. Hierin zeigte sich der Einfluß der durch bloße Abkühlung erzeugten Molekularkomplexbildung, genau so wie denselben Herr F. RICHARZ auf Grund seiner kinetischen Theorie fester Körper auch vermutet hatte.

Weiterhin hat dann Herr DIPPEL die bei 800° abgeschreckte Probe noch einer Alterung unterworfen, allerdings nicht in der früher üblichen Weise, nämlich bei einer Temperatur unterhalb der magnetischen Umwandlung des Ausgangsstadiums, sondern bereits unter Benutzung meiner ihm mündlich mitgeteilten vorliegenden Versuchsresultate. Insbesondere hatte ich ihm angegeben, daß bei der abgeschreckten Probe eine ferromagnetische Alterung auch oberhalb des primären magnetischen Umwandlungspunktes möglich ist, und daß gerade eine solche Alterung (z. B. bei 140°) im vorliegenden Falle ganz besonders dazu geeignet sein dürfte, innerhalb nicht allzu langer Alterungszeiten die beiden Faktoren des Alterungsvorganges gleichzeitig, vor allem dabei auch die erst von mir gefundene zweite Struktur-

---

[1]) Vgl. die vor kurzem erschienene Inaug.-Diss. von E. DIPPEL, Marburg 1910.

änderung der Komplexbildung zwischen den Molekularmagneten scharf hervortreten zu lassen. In der Tat hat dann auch Herr DIPPEL unter Benutzung dieser Ratschläge die von mir bei den magnetischen Messungen gemachten Beobachtungen sehr deutlich bestätigt gefunden. Es ergab sich bei der abgeschreckten Schmiedeprobe für die spezifische Wärme zunächst nach 25 Alterungsstunden (140°) eine geringe Zunahme von 0,11 Proz. und nach weiteren 25 Stunden bereits eine Abnahme von 0,55 Proz. gegenüber dem Werte des Ausgangsstadiums; hierbei wäre es jedoch noch sehr gut möglich, daß bereits innerhalb der ersten 25 Alterungsstunden ein noch höheres Maximum vorhanden ist[1]). Dieser Verlauf der spezifischen Wärme geht parallel der Änderung der Magnetisierung für kleine Felder, derselbe erklärt sich einfach durch Superposition der beiden Alterungsstrukturumlagerungen: Während die Entwickelung der Molekularmagnete eine Zunahme der spezifischen Wärme ergibt, was ja ganz plausibel, ist die zweite Strukturumlagerung der Komplexbildung mit einer Abnahme der spezifischen Wärme verbunden. Wir sehen somit, wie diese Untersuchungen der spezifischen Wärme abgeschreckter Proben zugleich in schönster Weise die magnetischen Ergebnisse der vorliegenden Alterungsstudien bestätigten.

Daß im vorliegenden Falle bei der Alterung der abgeschreckten Probe eine so geringe Abnahme der spezifischen Wärme von nur 0,55 Proz. beobachtet wurde, während die beiden verschiedenen Arten der Abkühlung (Abschreckung bzw. sehr langsame Erkaltung) zu der erheblich größeren Differenz von 1,80 Proz. führten, liegt daran, daß die Alterung gerade bei 140° und obendrein mit 50 Beobachtungsstunden noch lange nicht bis zum stabilen Endzustand durchgeführt ist. Es dürfte aber sicherlich möglich sein, durch passend gewählte Alterung nach vorangegangener Abschreckung sogar zu so niedrigen Werten der spezi-

[1]) Hätte Herr DIPPEL, wie bisher üblich, also mindestens 30° unterhalb der primären Umwandlungstemperatur (bei 80°) gealtert, so würde sich in diesem Falle — wegen der enorm langsamen Umlagerungsgeschwindigkeit der vorliegenden Bronze — innerhalb der ersten 3000 Stunden wohl nur ein Anstieg der spezifischen Wärme ergeben haben, allerdings dann wahrscheinlich auch ein stärkerer als bei der 140°-Alterung; andererseits wäre die Abnahme der spezifischen Wärme nach äußerst langen Alterungszeiten (3000 bis 7000 Stunden) sicherlich relativ nur sehr schwach gewesen.



fischen Wärme zu kommen, wie sie selbst durch äußerst langsame Abkühlung wohl nicht zu erhalten sind. Dies geht aus den Messungen der maximalen Koerzitivkraft ($\mathfrak{H} = 1000$) hervor; dieselbe betrug nach einer 16 stündigen Abkühlungsdauer von 800° bis Zimmertemperatur nur 26,8 Gauß, während sie sich bei der von 600° abgeschreckten Probe nach einer bis zum stabilen Endzustand durchgeführten Alterung bei 209° auf 167,6 Gauß belief!

Neuerdings hat dann noch Herr F. A. SCHULZE, wie bereits von Herrn F. RICHARZ[1]) angekündigt wurde, Untersuchungen an derselben auch von mir benutzten Schmiedebronze vorgenommen, welche sich mit den Verhältnissen der elektrischen Leitfähigkeit und der thermoelektrischen Kraft an abgeschreckten Proben befaßten[2]). Hierbei wurden ebenfalls bereits die Resultate meiner Untersuchungen zugrunde gelegt und unter anderem nur Alterungen oberhalb des primären magnetischen Umwandlungspunktes vorgenommen. Auch diese höchst interessanten Versuche lassen in deutlichster Weise die Superposition der beiden Alterungsstrukturumlagerungen erkennen.

---

[1]) ZS. f. anorg. Chem. 61, 271, 1909.
[2]) Verh. d. D. Phys. Ges. 11, 1004—1005, 1910.

Marburg i. H., Physikalisches Institut.

Berichtigung.

Zur Arbeit JOH. KOENIGSBERGER und K. KILCHLING, Beobachtungen an Kanalstrahlen:

S. 997, Z. 12 v. u. primär ist zu streichen.

S. 1007, Fig. 5 lies abgesehen von der Hg-Spannung statt ohne Hg-Spannung.

Zu den Figuren S. 1006 u. 1007 ist zu bemerken, daß die Reproduktion recht gut gelungen ist, daß aber auf den Originalen der Untergrund hell weiß und ohne Flecken (vgl. S. 1007, Fig. 4) sich abhebt, die Messungen daher sicherer sind, als es nach den Abbildungen scheinen könnte.

Mitgliederliste

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Im Jahre 1910 verlor die Gesellschaft durch den Tod:

Prof. Dr. R. ABEGG, Prof. Dr. K. ÅNGSTRÖM, Prof. Dr. E. GERLAND, Prof. Dr. E. HAGENBACH-BISCHOFF, Prof. Dr. FRIEDR. KOHLRAUSCH, Prof. Dr. H. LANDOLT, Oberlehrer L. LEWENT, Prof. Dr. A. WINKELMANN.

Am Ende des Jahres 1910 waren Mitglieder der Gesellschaft:

A. Berliner Mitglieder.

1. Herr cand. phil. EGON ALBERTI, Halensee, Joachim-Friedrichstraße 47.
2. „ E. ALTENKIRCH, Fredersdorf (Ostbahn), Waldstraße 1.
3. „ Dr. M. ALTSCHUL, Wilmersdorf, Holsteinischestraße 45a.
4. „ Dr. R. APT, W. 10*), Friedrich-Wilhelmstraße 13.
5. „ F. S. ARCHENHOLD, Treptow, Sternwarte, Köpenicker Landstraße 49.
6. „ Dr. MAX ARNDT, S. 59, Dieffenbachstraße 14.
7. „ Prof. Dr. H. ARON, W. 15, Kaiserallee 219/220.
8. „ Dr. L. ARONS, NW. 23, Brückenallee 3.
9. „ Prof. Dr. OTTO v. BAEYER, NW. 7, Reichstagsufer 7/8.
10. „ Dr. KARL BANGERT, Halensee, Johann-Sigismundstraße 6.
11. „ Dr. H. BARKHAUSEN, Charlottenburg 1, Schulstraße 1.
12. „ Ingenieur HEINZ BAUER, W. 10, Lützowufer 2.
13. „ Oberingenieur Dr. H. BECKMANN, Wilmersdorf, Hohenzollerndamm 22.
14. „ Reg.-Rat Dr. W. BEIN, Wilmersdorf, Schrammstraße 3.
15. „ Dr. G. BENISCHKE, Zehlendorf (Wannseebahn), Parkstraße 7.
16. „ Prof. A. BERBERICH, SW. 68, Lindenstraße 91.
17. „ Dr. A. BERLINER, W. 35, Lützowstraße 63.
18. „ Dr. O. BERNHARD, W. 8, Mohrenstraße 54/55.
19. „ W. BIEGON v. CZUDNOCHOWSKI, Wilmersdorf, Hohenzollerndamm 17.
20. „ Prof. Dr. E. BLASIUS, Charlottenburg 4, Schillerstraße 22.
21. „ Oberlehrer A. BLÜMEL, SO. 16, Melchiorstraße 22.
22. „ H. BOAS, O. 27, Krautstraße 52.
23. „ Dr. GÜNTHER BODE, O. 17, Goßlerstraße 1.
24. „ Prof. Dr. R. BÖRNSTEIN, Wilmersdorf, Landhausstraße 10.

---

*) Berlin ist in dem Verzeichnis weggelassen.

25. Herr Prof. Dr. H. Böttger, Grunewald, Trabenerstraße 21.
26. „ Prof. Dr. H. du Bois, NW. 40, Herwarthstraße 4.
27. „ A. du Bois-Reymond, SW. 68, Alexandrinenstraße 137.
28. „ Dr. E. Bollé, Charlottenburg 2, Fraunhoferstraße 17.
29. „ Prof. Dr. F. Breisig, Wilmersdorf, Sächsische Straße 42.
30. „ Dr. F. Bremer, Nikolassee (Wannseebahn), Villa Bremer.
31. „ Reg.-Rat Dr. W. Brix, Steglitz, Hohenzollernstraße 1.
32. „ Prof. Dr. E. Brodhun, Halensee, Ringbahnstraße 111.
33. „ Dr. W. Brückmann, Potsdam, Meteorol.-Magn. Observatorium.
34. „ Prof. Dr. E. Budde, Charlottenburg 1, Berlinerstraße 54.
35. „ Dr. Harry Bürger, Charlottenburg 1, Nonnendamm, Wernerwerk.
36. „ Oberlehrer Dr. Robert Burg, Friedenau, Friedrich-Wilhelmsplatz 13.
37. „ Prof. Dr. A. Byk, Charlottenburg 4, Mommsenstraße 43.
38. „ Prof. Dr. C. Cranz, Charlottenburg 2, Fasanenstraße 87.
39. „ Dr. Otto Curio, Schlachtensee, Victoriastraße 37.
40. „ cand. phil. Leo Diesener, S. 59, Am Urban 12/18.
41. „ Dr. J. Disch, Charlottenburg 2, Werner-Siemensstraße 8/12.
42. „ Prof. Dr. F. Dolezalek, Charlottenburg 1, Kaiser-Friedrichstraße 5.
43. „ Prof. Dr. B. Donath, Friedenau, Wilhelmshöherstraße 29.
44. „ Dr. A. Ebeling, Charlottenburg 5, Neue Kantstraße 3.
45. „ Fritz Eckert, NW. 7, Reichstagsufer 7/8.
46. „ Dipl.-Ing. Dr. Kurt Eisenmann, N. 4, Chausseestraße 3.
47. „ F. Ernecke, Tempelhof, Ringbahnstraße 4.
48. „ Dr. A. Eucken, NW. 7, Bunsenstraße 1.
49. „ Prof. Dr. C. Färber, S. 61, Wilmsstraße 13.
50. „ Dr. Heinrich Fassbender, Charlottenburg 2, Werner-Siemensstr. 8/12.
51. „ Dr. W. Felgentraeger, Charlottenburg 2, Werner-Siemensstr. 27/28.
52. „ Prof. Dr. K. Feussner, Charlottenburg 1, Berlinerstraße 80a.
53. „ Dr. R. Feustel, Charlottenburg 2, Marchstraße 25.
54. „ Dr. C. Fischer, Friedenau, Rheinstraße 12.
55. „ Ingenieur Florey, Tegel, Brunowstraße 21.
56. „ Gustav Förster, Potsdam, Geodät. Institut (Nowawes, Blücherstr. 9).
57. „ Dr. James Franck, NW. 7, Reichstagsufer 7/8.
58. „ Reg.-Rat Dr. A. Franke, W. 62, Bayreutherstr. 14.
59. „ Dr. A. Franke, Grunewald, Brahmsstraße 15.
60. „ Dr. F. Frankenhäuser, Waidmannslust.
61. „ Oberlehrer Otto Freese, Pankow, Breitestraße 16.
62. „ Dr. G. A. Freund, NW. 7, Unter den Linden 69.
63. Frl. Luise Friedburg, Wilmersdorf, Motzstraße 37.
64. Herr Dr. Robert Fürstenau, Charlottenburg 2, Uhlandstraße 18/19.
65. „ R. Fuess, Steglitz, Düntherstraße 8.
66. „ Prof. Dr. A. Galle, Potsdam, Neue Königstraße 103.
67. „ Dr. Georg Gehlhoff, Friedenau, Cranachstraße 20.
68. „ Prof. Dr. E. Gehrcke, W. 30, Bambergerstraße 14.
69. „ Dr. H. Gerstmann, Charlottenburg 5, Kantstraße 92.
70. „ Dr. Bruno Glatzel, SW. 29, Gneisenaustraße 4.
71. „ Prof. Dr. F. Göpel, Charlottenburg 2, Guerickestraße 26.
72. „ Prof. Dr. E. Goldstein, W. 50, Bambergerstraße 6.

73. Herr Dr. A. Gradenwitz, W. 50, Regensburgerstraße 3.
74. „ Oberlehrer Willy Greinert, Halensee, Joachim-Friedrichstr. 48.
75. „ Dr. Fr. Grünbaum, Charlottenburg 1, Am Lützow 1.
76. „ Dr. E. Grüneisen, Charlottenburg 1, Berlinerstraße 49.
77. „ Prof. Dr. L. Grunmach, Wilmersdorf, Tübingerstraße 4.
78. „ Prof. Dr. R. Güntsche, Wilmersdorf, Württembergischestraße 27.
79. „ Prof. Dr. E. Gumlich, Charlottenburg 2, Schlüterstraße 71.
80. „ W. Haensch, S. 53, Urbanstraße 185.
81. „ Prof. Dr. E. Haentzschel, W. 30, Gleditschstraße 43.
82. „ Prof. Dr. E. Hagen, Charlottenburg 2, Werner-Siemensstraße 7.
83. „ Prof. H. Hahn, Grunewald, Auerbachstraße 17.
84. „ Prof. Dr. O. Hahn, NW. 40, Platz vor dem neuen Tore 1a.
85. „ Dr. Werner Haken, Treptow, Karpfenteich 19.
86. „ Dr. F. Handke, N. 37, Lottumstraße 12.
87. „ Dr. O. Hauser, Friedenau, Taunusstraße 29.
88. „ P. Heitchen, Charlottenburg 4, Goethepark 13.
89. „ Prof. Dr. G. Hellmann, W. 10, Margarethenstraße 2/3.
90. „ Dr. Fr. Henning, Friedenau, Südwest-Corso 2.
91. „ Dr. Karl Herrmann, Charlottenburg 4, Goethepark 20.
92. „ stud. phil. G. Hertz, Charlottenburg 4, Schlüterstraße 63.
93. „ Dr. W. Heuse, W. 30, Landshuterstraße 25.
94. „ Prof. Dr. R. Heyne, W. 57, Zietenstraße 3.
95. „ Dr. S. Hilpert, Grunewald, Humboldstraße 41.
96. „ Prof. Dr. J. Hirschwald, Grunewald, Wangenheimstraße 29.
97. „ Dr. Christ. von Hofe, Wilmersdorf, Hildegardstraße 24.
98. „ Prof. Dr. vom Hofe, Gr.-Lichterfelde, Ringstraße 104.
99. „ Dr. Fr. Hoffmann, W. 62, Schillstraße 3.
100. „ Dr. Willibald Hoffmann, Friedenau, Südwest-Corso 74.
101. „ Prof. Dr. L. Holborn, Charlottenburg 5, Friedrich-Karlplatz 15.
102. „ Oberlehrer Dr. K. Hollefreund, SW. 61, Großbeerenstraße 83.
103. „ Dr. W. Howe, Westend, Kastanienallee 4.
104. „ Prof. Dr. A. Hupe, Charlottenburg 4, Schlüterstraße 60.
105. „ Dr. Erich Hupka, Charlottenburg 2, Marchstraße 25.
106. „ Dr. Erich F. Huth, W. 30, Landshuterstraße 9.
107. „ Dr. W. v. Ignatowsky, NW. 6, Luisenstraße 45.
108. „ Dr. M. Iklé, Zehlendorf (Wannseebahn), Königstraße 1b.
109. „ Prof. Dr. W. Jaeger, Friedenau, Lauterstraße 38.
110. „ Prof. Dr. E. Jahnke, W. 15, Pariserstraße 36.
111. „ Dr. Ludwig Janicki, Charlottenburg 1, Tegelerweg 4.
112. „ Prof. P. Johannesson, N. 58, Schönhauserallee 134.
113. „ Dr. Hans Jordan, Wilmersdorf, Hildegardstraße 17.
114. „ Prof. Dr. S. Kalischer, W. 15, Kostnitzerstraße 2.
115. „ Dr. Franz Kiebitz, Steglitz, Sedanstraße 2.
116. „ Dr. Willy Kiesewetter, Tempelhof, Albrechtstraße 58.
117. „ Oberlehrer Dr. Kiessling, Tegel, Brunowstraße 10.
118. „ O. Kiewel, Nikolassee (Wannseebahn), Prinz-Friedrich-Leopoldstr. 26.
119. „ Dipl.-Ing. Dr. phil. Kock, Charlottenburg 5, Suarezstraße 27.
120. „ Dr. A. Koepsel, Charlottenburg 1, Berlinerstraße 86.

121. Herr Prof. Dr. F. Kötter, Charlottenburg 5, Oranienstraße 16.
122. „ Prof. Dr. M. Koppe, SO. 33, Schlesische Straße 18.
123. „ Prof. Dr. A. Korn, Wilmersdorf, Güntzelstraße 3.
124. „ Prof. Dr. G. Krech, W. 50, Ansbacherstraße 44/45.
125. „ Dr. H. Kreusler, Friedenau, Wilhelmshöherstraße 3.
126. „ Prof. Dr. O. Krigar-Menzel, Westend, Ulmenallee 28.
127. „ Prof. Dr. H. A. Krüss, W. 64, Wilhelmstraße 68.
128. „ Prof. Dr. Kühnen, Potsdam, Geodät. Institut, Wilhelmsplatz 2.
129. „ Prof. Dr. F. Kurlbaum, W. 15, Meinekestraße 5.
130. „ Prof. Dr. E. Lampe, W. 15, Fasanenstraße 64.
131. „ Dr. G. Langbein, Charlottenburg 2, Schillerstraße 119.
132. „ Dr. W. Lanzrath, Charlottenburg 2, Leibnizstraße 104.
133. „ Dr. E. Lehmann, Charlottenburg 2, Techn. Hochschule.
134. „ Oberlehrer Dr. W. Leick, Groß-Lichterfelde 3, Roonstraße 22.
135. „ Ingenieur Otto Leppin, SO. 16, Engelufer 17.
136. „ Dr. E. Less, NW. 23, Bachstraße 11.
137. „ Dr. A. Lessing, W. 35, Potsdamerstraße 121a.
138. „ Georg Levinthal, W. 62, Keithstraße 19.
139. „ Dr. L. Levy, W. 35, Steglitzerstraße 85.
140. „ Prof. Dr. Th. Liebisch, N. 4, Invalidenstraße 43.
141. „ Dr. Erik Liebreich, Charlottenburg 4, Roscherstraße 17.
142. „ Prof. Dr. St. Lindeck, Charlottenburg 4, Bismarckstraße 61.
143. „ Dr. Rob. Lindemann, Charlottenburg 1, Lohmeyerstraße 9.
144. „ C. Lorenz, Aktiengesellschaft, SO. 26, Elisabethufer 5/6.
145. „ Prof. Dr. Lüdeling, W. 56, Schinkelplatz 6.
146. „ F. Lüschen, Groß-Lichterfelde W., Ladenbergstraße 7.
147. „ Reg.-Rat Dr. K. Luyken, Halensee, Westfälischestraße 35.
148. „ Dr. Karl Markau, Grunewald, Margarethenstraße 1.
149. „ Prof. Dr. F. F. Martens, NW. 23, Claudiusstraße 4.
150. „ Dr. W. Meissner, Charlottenburg 2, Goethestraße 80.
151. Frl. Dr. Lise Meitner, Charlottenburg 4, Kantstraße 141.
152. Herr Kapitän z. See a. D. A. Mensing, W. 62, Kurfürstenstraße 99.
153. „ Alfred Meyer, NO. 55, Raabestraße 7.
154. „ Reg.-Rat Dr. Ernst Meyer, Friedenau, Schmargendorferstraße 26.
155. „ Prof. Dr. Eugen Meyer, Charlottenburg 5, Neue Kantstraße 15.
156. „ Prof. Dr. Michaelis, W. 35, Derflingerstraße 17.
157. „ Prof. Dr. C. Michaelis, Potsdam, Schützenplatz 1a.
158. „ Ministerialdirektor a. D. Dr. P. Micke, W. 9, Leipzigerplatz 14.
159. „ Prof. Dr. Miethe, Halensee, Halberstädterstraße 7.
160. „ Dr. H. G. Möller, Charlottenburg 2, Marchstraße 11.
161. „ Dr. Carl Müller, Friedenau, Stierstraße 20.
162. „ Prof. Dr. H. Munk, W. 10, Matthäikirchstraße 4.
163. „ Dr. R. Nacken, N. 4, Invalidenstraße 43.
164. „ Dr. R. Nahrwold, C. 19, Niederwallstraße 12.
165. „ Prof. Dr. Fr. Neesen, W. 50, Ansbacherstraße 31.
166. „ Prof. Dr. W. Nernst, W. 35, Am Karlsbad 26a.
167. „ Dr. A. Nippoldt, Potsdam, Meteorol.-Magn. Observatorium.
168. „ Prof. Dr. E. Orlich, Charlottenburg 2, Werner-Siemensstraße 8/12.

169. Herr Prof. Dr. R. Pictet, Wilmersdorf, Hildegardstraße 36.
170. „ Dr. M. v. Pirani, Wilmersdorf, Hohenzollerndamm 198.
171. „ Prof. Dr. M. Planck, Grunewald, Wangenheimstraße 21.
172. „ Dr. Robert Pohl, NW. 7, Reichstagsufer 7/8.
173. „ Prof. Dr. F. Poske, Groß-Lichterfelde W., Friedbergstraße 5.
174. „ Dr. P. Pringsheim, W. 35, Lützowstraße 63.
175. „ Dr. Walther Radeboldt, Wilmersdorf, Nassauische Straße 1.
176. „ Prof. Dr. A. Raps, Westend, Ulmenallee 14.
177. „ Obering. Dr. P. Rasehorn, Halensee, Joachim-Friedrichstraße 60.
178. „ Dr. Erich Regener, Wilmersdorf, Schrammstraße 4.
179. „ Fritz Reiche, W. 10, Bendlerstraße 35.
180. „ Prof. Dr. O. Reichel, Charlottenburg 1, Berlinerstraße 48a.
181. „ Dr. O. Reichenheim, W. 62, Lützowufer 33.
182. „ Bodo Frhr. v. Reitzenstein, NW. 87, Tile Wardenbergstraße 29.
183. „ Dr. L. Rellstab, Südende, Bahnstraße 8.
184. „ Prof. Dr. E. Richter, Nikolassee, Von Luckstraße 19.
185. „ Dr. F. Ritter, Charlottenburg 1, Cauerstraße 35.
186. „ Dr. ing. W. Rogowski, Charlottenburg 2, Werner-Siemensstr. 8/12.
187. „ Dr. H. Rohrbeck, Halensee, Auguste-Viktoriastraße 1.
188. „ Dr. H. Rosenthal, W. 30, Stübbenstraße 3.
189. „ Dr. K. Rottgardt, Charlottenburg 2, Herderstraße 11.
190. „ Prof. Dr. H. Rubens, NW. 7, Neue Wilhelmstraße 16.
191. „ Dr. Leo Schachtel, SW. 48, Wilhelmstraße 100.
192. „ Prof. Dr. G. Schafheitlin, W. 15, Schaperstraße 17.
193. „ Prof. Dr. Karl Scheel, Wilmersdorf, Güntzelstraße 43.
194. „ Prof. Dr. W. Scheffer, Wilmersdorf, Kaiserplatz 18.
195. „ Prof. Dr. J. Scheiner, Potsdam, Astrophys. Observatorium.
196. „ Dr. E. Schenck, Charlottenburg 2, Schillerstraße 115.
197. „ Dr. H. Schering, Charlottenburg 1, Königin-Luisestraße 17.
198. „ R. Schmehlik, SW. 61, Lankwitzstraße 2.
199. „ Prof. Dr. A. Schmidt, Potsdam, Telegraphenberg.
200. „ Reg.-Rat Dr. Erich Schmidt, W. 15, Kurfürstendamm 58.
201. „ Oberlehrer Heinrich Schmidt, Pankow, Cavalierstraße 9.
202. „ Dr. Rudolf Schmidt, Friedenau, Wiesbadenerstraße 22.
203. „ Dr. O. Schönrock, NW. 87, Jagowstraße 10.
204. „ Prof. Dr. P. Scholz, Steglitz, Fichtestraße 34.
205. „ Dr. R. Scholz, Charlottenburg 1, Scharrenstraße 39.
206. „ Dr. W. Schuler, Charlottenburg 4, Leibnizstraße 46.
207. „ Dr. H. Schultze, Charlottenburg 2, Werner-Siemensstraße 7.
208. „ cand. phil. Fritz Schulze, NO. 18, Virchowstraße 1.
209. „ Oberlehrer Wilhelm Schulze, O. 17, Warschauerstraße 48.
210. „ Prof. Dr. G. Schwalbe, Zehlendorf (Wannseebahn), Königstr. 13.
211. „ Prof. Dr. Schwarzschild, Potsdam.
212. „ Dr. Bruno Seegert, NO. 18, Große Frankfurterstraße 71.
213. „ Frhr. v. Seherr-Thoss, W. 10, Hohenzollernstraße 16.
214. „ Dr. Georg Seibt, Schöneberg, Berchtesgadenerstraße 15.
215. „ Prof. Dr. G. Sieben, Groß-Lichterfelde 3, Sternstraße 9.
216. „ Prof. Dr. A. Siebert, Groß-Lichterfelde 3, Bellevuestraße 30.

217. Herr Geh. Reg.-Rat Wilh. v. Siemens, SW. 11, Askanischer Platz 3.
218. „ Prof. Dr. W. Sklarek, W. 62, Landgrafenstraße 7.
219. „ Prof. Dr. A. Slaby, Charlottenburg 2, Sophienstraße 33.
220. „ Dr. Theodor Sonnenschein, NW. 5, Stendalerstraße 4.
221. „ Dr. Hans Sonvico, Charlottenburg 2, Hardenbergstraße 42.
222. „ Dr. W. Starck, Friedenau, Südwest-Corso 6.
223. „ Dr. H. v. Steinwehr, Friedenau, Lefèvrestraße 1.
224. „ Prof. Dr. K. Strecker, W. 62, Burggrafenstraße 15.
225. „ Prof. Dr. R. Süring, Potsdam, Meteorolog. Observatorium.
226. „ Prof. Dr. P. Szymanski, SW. 29, Gneisenaustraße 9.
227. „ Prof. Dr. M. Thiesen, Friedrichshagen, Ahornallee 10.
228. „ Dr. Erich Tiede, SW. 29, Belle-Alliancestraße 37.
229. „ Eddy Tieffenbach, Steglitz, Martinstraße 10.
230. „ Prof. Dr. I. Traube, Charlottenburg 1, Am Lützow 13a.
231. „ Dr. Aug. Uhrig, Spandau, Schürstraße 3.
232. „ Dr. W. Volkmann, Charlottenburg 2, Knesebeckstraße 76.
233. „ Prof. Dr. E. Warburg, Charlottenburg 2, Marchstraße 25b.
234. „ Dr. H. v. Wartenberg, W. 50, Schaperstraße 35.
235. „ Geh. Reg.-Rat Dr. C. L. Weber, Gr.-Lichterfelde-W. 3, Fontanestr. 17.
236. „ Prof. Dr. W. Wedding, Groß-Lichterfelde 1, Wilhelmstraße 2.
237. „ Prof. Dr. A. Wehnelt, Friedenau, Niedstraße 16.
238. „ Dr. Franz Weidert, Charlottenburg 1, Eosanderstraße 11.
239. „ Dr. F. Weigert, W. 15, Bayrischestraße 39.
240. „ Prof. Dr. B. Weinstein, Charlottenburg 2, Kantstraße 148.
241. „ Dr. A. Werner, Charlottenburg 2, Werner-Siemensstraße 7.
242. „ Dr. K. von Wesendonk, NW. 7, Reichstagsufer 10.
243. „ Ingenieur J. H. West, SW. 61, Schleiermacherstraße 4.
244. „ Dr. Wilhelm Westphal, NW. 7, Reichstagsufer 7/8.
245. „ Prof. Dr. H. F. Wiebe, Charlottenburg 5, Friedbergstraße 10.
246. „ Prof. Dr. J. Wilsing, Potsdam, Astrophys. Observatorium.
247. „ Prof. Dr. J. Winzer, Groß-Lichterfelde 1, Gerichtsstraße 11.
248. „ Dr. M. v. Wogau, W. 15, Kurfürstendamm 58.
249. „ Prof. Dr. R. Wurtzel, NW. 40, Platz vor dem neuen Tore 1.
250. „ Prof. Dr. L. Zehnder, Halensee, Joachim-Friedrichstraße 56.
251. „ Dr. W. Zorn, SO. 16, Köpenickerstraße 136.
252. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie, SW. 61, Tempelhoferufer 9.
253. Kgl. Preuß. Militärversuchsamt, Berlin-Jungfernheide (Post Plötzensee).

B. Auswärtige Mitglieder.

254. Herr Prof. Dr. M. Abraham, Mailand (Italien), Via Boccaccio 4.
255. „ Dr. A. Ackermann-Teubner, Leipzig, Poststraße 3.
256. „ Prof. Christ. Allacz, Suczawa (Bukowina), k. k. Staatsgymnasium.
257. „ Hauptlehrer I. Cl. Dr. Heinrich Alt, München, Aldringenstr. 10.
258. „ Prof. Dr. R. Assmann, Lindenberg b. Beeskow, Kgl. Aeron. Obs.
259. „ Dr. Paul Asteroth, Marburg (Bez. Cassel), Oberrealschule.

260. Herr Prof. Dr. F. Auerbach, Jena.
261. „ Frhr. Dr. Otto von und zu Aufsess, München 31, Barerstraße 46.
262. „ Prof. Dr. L. Austin, Washington, National Bureau of Standards.
263. „ Dr. Hans Baerwald, Würzburg, Schönleinstraße 5.
264. „ Prof. Dr. August Becker, Heidelberg, Bergstraße 70.
265. „ Prof. Dr. Hans Benndorf, Graz, Universität.
266. „ Dr. O. Berg, Darmstadt, Am Erlenberg 19.
267. „ Oberlehrer Dr. K. Bergwitz, Braunschweig, Altewiekring 65.
268. „ Prof. Dr. G. Berndt, Buenos Aires (Argentinien), Valentin Gornez 555.
269. „ Prof. Dr. Arciero Bernini, Sassari (Sardinien), Instituto tecnico.
270. „ Dr. A. L. Bernoulli, Bonn, Weberstraße.
271. „ Dr. R. Bernoulli, Cöln, Brüderstraße 7.
272. „ Dr. G. Berthold, Ronsdorf.
273. „ Dr. A. Bestelmeyer, Göttingen, Sternstraße 8.
274. „ Dr. Victor Biernacki, Warschau, Phys. Institut d. Polytechn.
275. „ Prof. Dr. Max Bodenstein, Hannover, Ellernstraße 6a.
276. „ Dr. M. Born, Göttingen, Nikolausbergerweg 49.
277. „ Prof. Dr. E. Bose, La Plata (Arg.), Inst. de fisica de la univ.
278. „ Prof. Dr. F. Braun, Straßburg i. E., Physik. Institut d. Univ.
279. „ Stabsarzt a. D. Dr. Georg Brinkmann.
280. „ Dr. C. Brodmann, Karlsruhe, Stefanienstraße 47.
281. „ Prof. Dr. H. Bruns, Leipzig, Sternwarte.
282. „ Prof. Dr. F. Burckhardt, Basel, Elisabethstraße 30.
283. „ Dr. Paul Cermak, Gießen, Physik. Institut.
284. „ Exzellenz Prof. Dr. O. Chwolson, St. Petersburg, Universität.
285. „ Prof. Dr. A. Coehn, Göttingen, Prinz-Albrechtstraße 14.
286. „ Prof. Dr. E. Cohn, Straßburg i. E., Orangeriering 17.
287. „ Prof. Dr. Giovanni Costanzo, Lissabon, R. Nova Piedade 85, 3 D.
288. „ Prof. Dr. Max Cremer, Cöln-Lindenthal, Kringsweg 11.
289. „ Dr. A. Dahms, Leipzig-Plagwitz.
290. „ Dr. A. Day, Washington (U. S. A.) Geological Survey.
291. „ cand. phil. Alfred v. Dechend, Heidelberg, Schloßberg 7.
292. „ Dr. H. v. Dechend, Freiburg i. B., Physik. Institut.
293. „ Dr. Harry Dember, Dresden-A. 27, Kaitzerstraße 151.
294. „ Prof. Dr. A. Denizot, Lemberg, k. k. Techn. Hochschule, Kadecka 17.
295. „ Prof. Dr. B. Dessau, Perugia, Universität.
296. „ Chefing. Friedrich Dessauer, Aschaffenburg 2, Elektrotechn. Lab.
297. „ Dr. M. Dieckmann, Gräfelfing b. München.
298. „ Prof. Dr. H. Diesselhorst, Braunschweig, Hagenring 28a.
299. „ Prof. Dr. C. Dieterici, Kiel, Moltkestraße 13.
300. „ Prof. Dr. E. Dorn, Halle a. S., Paradeplatz 7.
301. „ Prof. Dr. Drecker, Aachen, Lousbergstraße 26.
302. „ Prof. Dr. Henry Dufour, Lausanne, Universität.
303. „ Prof. Dr. H. Ebert, München, Karl-Theodorstraße 12a.
304. „ Ing. Dr. Max Edelmann jr., München, Nymphenburgerstraße 82.
305. „ Dr. Joh. Ehlers, Jena, Beethovenstraße 14.
306. „ Dr. Gustav Eichhorn, Zürich, Uferquai 45.
307. „ Dr. G. J. Elias, Haarlem (Holland), Teylers Museum.

308. Herr Prof. Dr. J. Elster, Wolfenbüttel, Neuerweg 61a.
309. „ Dr. R. Emden, München 23, Habsburgerstraße 4.
310. „ Dr. Heinrich Erfle, Jena, Kaiserin-Augustastraße 2.
311. „ Dr. Paul Ewers, Schwartau (Lübeck).
312. „ Dr. G. Falkenberg, Greifswald, Physik. Institut.
313. „ Dr. H. W. Fischer, Breslau 8, Klosterstraße 100.
314. „ Prof. Dr. Karl T. Fischer, München-Solln, Albrecht-Dürerstraße 1.
315. „ Dr. J. Friedländer, Neapel, Vomero, Via Luigia Sanfelice, Villa Hertha.
316. „ Prof. Dr. C. Fromme, Gießen, Bleichstraße 20.
317. „ Prof. Dr. J. Gad, Prag, Albertstraße 5.
318. „ Dr. H. Gädeke, Heidelberg, Brückenstraße 40.
319. „ Prof. Dr. R. Gans, Tübingen, Keplerstraße 5.
320. „ Dr. August Gehrts, Hannover.
321. „ Dr. H. Geiger, Manchester, Victoria Univ., Phys. Lab.
322. „ Prof. Dr. H. Geitel, Wolfenbüttel, Neuer Weg 61a.
323. „ Prof. Dr. Josef Ritter von Geitler, Czernowitz, Phys. Inst. d. Univ.
324. „ Prof. Dr. D. Goldhammer, Kasan, Universität.
325. „ Prof. Dr. L. Graetz, München, Friedrichstraße 26.
326. „ Dr. Heinrich Greinacher, Zürich, Untere Zäune 19.
327. „ Prof. E. Grimsehl, Hamburg, Immenhof 13.
328. „ Prof. Dr. O. Grotrian, Aachen, Vogelgasse 3.
329. „ Prof. Dr. Paul Gruner, Bern, Lindenrain 3.
330. „ Prof. Dr. G. Gruss, Smichow bei Prag, Schwedische Gasse 7.
331. „ Dr. S. Guggenheimer, Nürnberg, Kaiserstraße 23.
332. „ Prof. Dr. K. E. Guthe, Ann Arbor (Mich., U. S. A.) 725, New Jersey Av.
333. „ Prof. Dr. F. Haber, Karlsruhe, Weberstraße.
334. „ Realgymnasialdirektor L. Hacker, Brandenburg a. H.
335. „ Prof. Dr. Aug. Hagenbach, Basel, Missionsstraße 18.
336. „ Prof. Dr. W. Hallwachs, Dresden-A., Münchenerstraße 2.
337. „ W. Hammer, Freiburg i. B., Rheinstraße 32.
338. „ Prof. Dr. Hermann Hammerl, Innsbruck, Müllerstraße 28.
339. „ E. A. Harrington, Williamstown (Mass., U.S.A.), Thompson Phys. Lab.
340. „ Prof. Dr. Hartmann, Göttingen, Schillerstraße 56.
341. „ Prof. Dr. O. Hecker, Straßburg, Hauptstation f. Erdbebenforschung.
342. „ Reallehrer Georg Heinrich, Neustadt a. d. H., Karolinenstr. 17.
343. „ Dipl.-Ing. L. Heis, München, Mozartstraße 23.
344. „ Dr. Paul Hertz, Heidelberg, Anlage 39.
345. „ Dr. Otto Hess, Cassel, Kaiserstraße 31.
346. „ Prof. Dr. A. Heydweiller, Rostock, Kaiser-Wilhelmstraße 2.
347. „ Prof. Dr. F. Himstedt, Freiburg i. B., Goethestraße 8.
348. „ Dr. Rud. Frhr. v. Hirsch, Planegg b. München.
349. „ Georg Hirzel i. Fa. S. Hirzel, Verlagsbuchh., Leipzig, Königstr. 2.
350. „ Prof. Dr. W. Hittorf, Münster i. W.
351. „ Dr. E. Hochheim, Ludwigshafen a. Rh.—Friesenheim, Pfaustraße 5.
352. „ Dr. Heinrich Hörig, Gautzsch-Leipzig, Walterstraße 12.
353. „ Dr. H. Hollnagel, Dorchester (Mass., U. S. A.), Hamilton St. 186.
354. „ Prof. Dr. D. Hurmuzescu, Jassy, Rumänien, Universität.
355. „ Werner Immler, Elsfleth, Weserstraße 2.

356. Herr Dr. F. JENTZSCH, Wetzlar, Frankfurterstraße 36.
357. „ Prof. Dr. ALFRED KALÄHNE, Oliva bei Danzig, Jahnstraße 8.
358. „ Prof. Dr. L. KANN, Pilsen, Nerudagasse 2.
359. „ Prof. Dr. W. KAUFMANN, Königsberg i. Pr. 9, Steindamm 6.
360. „ Prof. Dr. H. KAYSER, Bonn, Humboldtstraße 2.
361. „ Dr. H. KELLNER, p. A. BAUSCH & LOMB, Opt.Co., Rochester (N.-Y., U.S.A.)
362. „ LEO v. KLECKI, Krakau, Krupnicza 13.
363. „ Prof. Dr. F. KLEIN, Göttingen, Wilhelm-Weberstraße 3.
364. „ Dr. FR. KLINGELFUSS, St. Ludwig, Elsaß.
365. „ Prof. Dr. E. KLUPATHY, Budapest, Esterhazygasse 3.
366. „ Prof. Dr. O. KNOBLAUCH, München 4, Herzog-Heinrichstraße 13.
367. „ Dr. D. KNÜTTEL, Baarn b. Utrecht, Villa Diana.
368. „ Prof. Dr. K. R. KOCH, Stuttgart, Phys. Inst. d. Techn. Hochschule.
369. „ Dr. P. P. KOCH, München-Riesenfeld, Frohschammerstraße 1.
370. „ Dr. PAUL PALLME KÖNIG, Steinschönau (Böhmen), Langestraße 154.
371. „ Prof. Dr. W. KÖNIG, Gießen, Ludwigstraße 76.
372. „ Prof. Dr. J. KOENIGSBERGER, Freiburg i. B., Hebelstraße 33.
373. „ Dr. F. L. KOHLRAUSCH, Amsterdam, Keizergracht 369.
374. „ Prof. Dr. W. KOHLRAUSCH, Hannover, Nienburgerstraße 8.
375. „ Prof. Dr. H. KONEN, Münster i. W., Fürstenbergstraße 4.
376. „ WALTER KOSSEL, Heidelberg, Akademiestraße 3.
377. „ Prof. Dr. J. v. KOWALSKI, Freiburg (Schweiz), Physik. Institut.
378. „ C. KRALL, Elberfeld, Roonstraße 54.
379. „ Oberlehrer EWALD KRAUS, Barmen, Karlstraße 40.
380. „ Prof. Dr. H. KRONECKER, Bern.
381. „ Prof. Dr. FRIEDRICH KRÜGER, Danzig-Langfuhr, Hauptstr. 141.
382. „ Dr. H. KRÜSS, Hamburg, Adolfsbrücke 7.
383. „ Dr. K. KURZ, Göttingen, Schillerstraße 23.
384. „ Prof. Dr. AYAO KUWAKI, Fukuoka-Ken (Japan) Meyi Semmon Gakko.
385. „ Dr. RUDOLF LADENBURG, Breslau, Kaiser-Wilhelmstraße 108.
386. „ Prof. Dr. ANTON LAMPA, Prag II. 1594, Weinberggasse 3.
387. „ Dr. med. BRUNO LANDAU, Wandlitz (Mark).
388. „ Prof. Dr. V. VON LANG, Wien IX, Türkenstraße 3.
389. „ Dr. M. LAUE, München, Bismarckstraße 22.
390. „ Prof. Dr. P. LEBEDEW, Moskau, Physik. Institut d. Universität.
391. „ Prof. Dr. E. LECHER, Wien IX, Türkenstraße 3.
392. „ Dr. E. L. LEDERER, Czernowitz, Physik. Institut der Universität.
393. „ Prof. Dr. O. LEHMANN, Karlsruhe, Technische Hochschule.
394. „ Prof. Dr. G. LEITHÄUSER, Hannover, Technische Hochschule.
395. „ ERNST LEITZ, Wetzlar.
396. „ Dr. J. E. LILIENFELD, Leipzig, Simsonstraße 8.
397. „ Prof. Dr. C. LINDE, München, Prinz-Ludwigshöhe 44.
398. „ Oberlehrer Dr. AD. LINDEMANN, Hamburg 23, Eilbecktal 14.
399. „ Dr. FR. LINKE, Frankfurt a. M.-Bockenheim.
400. „ Dr. WALTER LISSAUER, München 4, z. Z. Sigmundstraße 3/4.
401. „ Prof. Dr. H. A. LORENTZ, Leiden.
402. „ Dr. St. LORIA, Krakau, Sebastyanastraße 20.
403. „ Dr. P. LUDEWIG, Frankfurt a. M., Kettenhofweg 136.

404. Herr Prof. Dr. O. Lummer, Breslau, Göppertstraße 1.
405. „ Prof. Dr. K. Mack, Hohenheim bei Stuttgart.
406. „ Dr. A. Mahlke, Cleveland (Ohio, U. S. A.), 1852 West 112. Str.
407. „ Dr. L. Mandelstam, Straßburg i. E., Physik. Institut.
408. „ Dr. O. Martienssen, Kiel, Niemannsweg 91.
409. „ Prof. Dr. E. Marx, Leipzig, Windmühlenstraße 7.
410. „ Dr. W. Matthies, Münster i. W., Augustastraße 29.
411. „ Dr. Werner Mecklenburg, Clausthal i. H.
412. „ A. Meiner i. Fa. J. A. Barth, Verlagsbuchh. Leipzig, Dörienstr. 16.
413. „ Prof. Dr. G. Melander, Helsingfors, Meteorol. Zentralanstalt.
414. „ Dr. Edgar Meyer, Aachen, Hasselholzerweg 15.
415. „ Prof. Dr. Georg Meyer, Freiburg i. B., Röderstraße 1.
416. „ Prof. Dr. Stefan Meyer, Wien IX, Türkenstraße 3.
417. „ Dr. Ulfilas Meyer, Dresden, Schnorrstraße 9.
418. „ Prof. Dr. G. Mie, Greifswald, Domstraße 10.
419. „ Prof. Dr. K. von der Mühll, Basel, Rittergasse 10.
420. „ Dr. E. Müller, Heidelberg.
421. „ A. J. M. Mulder, Oudenbosch (Holland), Kerkstraat 18.
422. „ Prof. Hantaro Nagaoka, Tokyo, Science Coll., Imp. Univ.
423. „ Prof. Dr. C. Neumann, Leipzig, Querstraße 10/12.
424. „ Dr. P. Nordmeyer, Bielefeld, Johannistal 14.
425. „ Prof. Dr. A. v. Oettingen, Leipzig, Mozartstraße 1.
426. „ Prof. Dr. W. Ostwald, Großbothen, Landhaus Energie.
427. „ Prof. Dr. L. Pfaundler, Graz, Halbärthgasse 1.
428. „ Prof. Dr. H. Pflaum, Riga, Gertrudstraße 27.
429. „ Dr. A. Pflüger, Bonn, Koblenzerstraße 176.
430. „ Prof. Alfredo Pocchettino, Sassari (Sardinien), Universität.
431. „ Prof. Dr. F. Pockels, Heidelberg, Bergstraße 3.
432. „ Prof. Dr. J. Precht, Hannover, Techn. Hochschule.
433. „ Dr. Wilhelm Preusser, Nordhausen, Ludwigstraße 15.
434. „ Prof. Dr. E. Pringsheim, Breslau, Kaiser-Wilhelmstraße 64.
435. „ Dr. E. Prümm, Braunschweig, Campestraße 3.
436. „ Prof. Dr. K. Prytz, Kopenhagen, Kalkbränderivej 17.
437. „ Dr. C. Pulfrich, Jena.
438. „ Prof. Dr. G. Quincke, Heidelberg, Bergstraße 41.
439. „ Dr. Heinrich Frhr. Rausch von Traubenberg.
440. „ Prof. Dr. W. J. Raymond, Univ. of California, Berkeley (Cal., U. S. A.).
441. „ Prof. Dr. R. Reiger, Erlangen, Physik. Institut.
442. „ Prof. Dr. M. Reinganum, Freiburg i. B., Karlsplatz 18.
443. „ Dr. O. Reinkober, Schweidnitz (Schlesien), Äußere Kirchstr. 1.
444. „ Ingenieur H. Renisch, Essen a. Ruhr, Ostfeldstraße 1.
445. „ Prof. Dr. F. Richarz, Marburg (Bez. Cassel).
446. „ Prof. Dr. E. Riecke, Göttingen.
447. „ Prof. Dr. W. C. Röntgen, München 8, Äußere Prinzregentenstr. 1.
448. „ Dr. E. Rohlf, München, Dachauerstraße 45.
449. „ Dr. M. v. Rohr, Jena, Tal 34.
450. „ Prof. Dr. J. Rosenthal, Erlangen.
451. „ Ing. Dr. J. Rosenthal, München, Bavariaring 10.

452. Herr Dr. G. RÜMELIN, Freiburg i. B., Physik. Institut.
453. „ Prof. Dr. C. RUNGE, Göttingen, Universität.
454. „ Prof. Dr. E. RUTHERFORD, Manchester, Victoria-Universität.
455. „ Prof. Dr. K. SCHAUM, Probstheida.
456. „ Prof. Dr. R. SCHENCK, Breslau 16, Techn. Hochschule, Borsigstr.
457. „ Ingenieur GERHARD SCHENDELL, Bietigheim (Württemberg).
458. „ Prof. Dr. K. SCHERING, Darmstadt, Roquetteweg 12.
459. „ Prof. Dr. GERHARD SCHMIDT, Münster i. W., Goelenstraße 7.
460. „ HANS SCHMIDT, Hagen i. W., Moltkestraße 6.
461. „ Dr. HANS SCHMIDT, Gießen, Kaiserallee 34.
462. „ Prof. Dr. KARL SCHMIDT, Halle a. S., Kronprinzenstraße 1.
463. „ Prof. Dr. H. W. SCHMIDT, Gießen, Nahrungsberg 8.
464. „ Prof. Dr. SCHUBERT, Eberswalde, Forstakademie.
465. „ Prof. Dr. F. A. SCHULZE, Marburg (Bez. Cassel), Gartenweg 1.
466. „ Prof. Dr. A. SCHWEITZER, Zürich V, Wilfriedstraße 6.
467. „ Dr. MAX SEDDIG, Frankfurt a. M.-Buchschlag.
468. „ Dr. R. SEELIGER jr., Würzburg, Sanderglacisstraße 32.
469. „ Dr. HENRY SIEDENTOPF, Jena, Kaiser-Wilhelmstraße 7.
470. „ Prof. Dr. P. SILOW, Kiew (Rußland), Nikolaistraße 9.
471. „ Prof. Dr. H. TH. SIMON, Göttingen, Nikolausbergerweg 20.
472. „ H. CLYDE SNOOK, Philadelphia, Pa. 417, Mariner & Merchant Building.
473. „ Prof. Dr. A. SOMMERFELD, München 23, Leopoldstraße 87.
474. „ cand. F. SPAHN, Mainz, H. Präsenzgasse 1 $^{5}/_{10}$.
475. „ Prof. Dr. P. SPIES, Posen, Helmholtzstraße 2.
476. „ Prof. Dr. H. STARKE, Greifswald, Gützkowstraße 30.
477. „ Dr. R. STEINHEIL, München 10, Theresienhöhe 7.
478. „ Prof. Dr. K. STÖCKL, Passau, Kirchplatz 49.
479. „ Dr. B. STRASSER, Mannheim B 6, Nr. 122a.
480. „ Prof. Dr. R. STRAUBEL, Jena, Botzstraße 10.
481. „ Prof. Dr. V. STROUHAL, Prag, Clementinum.
482. „ Dr. KARL STUCHTEY, Marburg (Bez. Cassel), Physik. Institut.
483. „ Dr. EMIL TAKE, Marburg (Bez. Cassel), Roserstraße 9.
484. „ Prof. A. H. H. TALLQVIST, Helsingfors.
485. „ Dr. ODO TAUERN, Freiburg i. B. (C. TROEMERS Univ.-Buchh.).
486. „ B. TEPELMANN, Braunschweig, Adolfstraße 19.
487. „ Prof. Dr. S. TERESCHIN, Petersburg, Nikolajewskaya 40.
488. „ Prof. Dr. THÖLDTE, Dessau, Askanische Straße 56.
489. „ Prof. Dr. M. TOEPLER, Dresden-A., Uhlandstraße 40.
490. „ Dr. M. TRAUTZ, Heidelberg, Handschuhsheimerlandstraße 62.
491. „ L. B. TUCKERMANN, Physical Dept. University of Nebraska, Lincoln (Nebraska, U. S. A.).
492. Frl. GERTA v. UBISCH, Straßburg i. E., Physik. Institut.
493. Herr Prof. Dr. W. VON ULJANIN, Kasan.
494. „ Dr. USENER, Kiel, Muhliusstraße 5.
495. „ Prof. Dr. S. VALENTINER, Clausthal (Harz), Bergakademie.
496. „ Prof. Dr. HENRI VEILLON, Basel, Eulerstraße 27.
497. „ Oberlehrer L. VÖLZOW, Ludwigslust (Mecklenburg), Realgymnasium.
498. „ Prof. Dr. W. VOIGT, Göttingen, Grüner Weg 1.

499. Herr Prof. Dr. P. Volkmann, Königsberg, Pr.-Mittelhufen, Hermannallee 14.
500. „ Prof. Dr. A. Voller, Hamburg, Physik. Staatslaboratorium.
501. „ Prof. Vykruta, Pilsen, Staatsgewerbeschule.
502. „ Prof. Dr. R. Wachsmuth, Frankfurt a. M., Kettenhofweg 136.
503. „ Dr. E. Waetzmann, Breslau, Phys. Inst. d. Univ.
504. „ Dr. J. Wallot, Stuttgart, Hölderlinstraße 19.
505. „ Prof. Dr. B. Walter, Hamburg, Physik. Staatslaboratorium.
506. „ Prof. Dr. Anton Weber am Lyceum in Dillingen (Bayern).
507. „ Prof. Dr. H. Weber, Braunschweig, Spielmannstraße 21.
508. „ Prof. Dr. H. F. Weber, Zürich, Techn. Hochschule.
509. „ Prof. Dr. L. Weber, Kiel, Physik. Institut.
510. „ Prof. Dr. Rudolf H. Weber, Rostock, Wismarschestraße 5.
511. „ Dr. Moritz Weerth, Elberfeld, Roonstraße 35.
512. „ Prof. Dr. E. Wiechert, Göttingen.
513. „ Prof. Dr. E. Wiedemann, Erlangen.
514. „ Prof. Dr. M. Wien, Langfuhr bei Danzig, Johannisberg 18.
515. „ Prof. Dr. W. Wien, Würzburg, Pleicherring 8.
516. „ Prof. Dr. O. Wiener, Leipzig, Linnéstraße 4.
517. „ Dr. A. Wigand, Halle a. S., Kronprinzenstraße 40.
518. „ Oberlehrer Dr. H. Witte, Wolfenbüttel, Marktstraße 14.
519. „ Dr. Hermann Wolff, Davos-Dorf, Schweiz, Villa Talblick.
520. „ Dr. Joseph Würschmidt, Erlangen, Physik. Institut.
521. „ Dr. H. Zahn, Kiel, Physik. Institut d. Universität.
522. „ Carl Zeiss, Optische Werkstatt, Jena.
523. „ Dr. W. Ziegler, Santiago de Chile, Cassilla 1389.
524. „ Dr. R. Zsigmondy, Göttingen, Prinz-Albrechtstraße 4.
525. Die mathem.-physik. Sammlung des bayerischen Staates (Direktor: Geheimrat Röntgen), München 4, Neuhauserstraße 51.
526. Das Phys. Institut der Universität, Jena.
527. Das Phys. Institut der Universität, Leipzig, Linnéstraße 5.
528. Das Phys. Institut der Technischen Hochschule, Danzig-Langfuhr.
529. Das Phys. Institut der Technischen Hochschule, Dresden-A.
530. Das Phys. Laboratorium des Friedrichs-Polytechnikums, Cöthen (Anhalt).

Alphabetisches Namenregister

zu

Jahrgang 12 (1910)

der

Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft*).

*) Die in Klammern bzw. ohne Klammern stehenden Zahlen weisen auf die Seiten hin, auf denen ein kürzerer bzw. längerer Bericht über die betr. Mitteilung abgedruckt ist.

G.

H.

I.

J.

K.

L.

M.

Z.



